



# Identification multi-longueurs d'onde des sources X faibles des amas globulaires

Mathieu Servillat

## ► To cite this version:

Mathieu Servillat. Identification multi-longueurs d'onde des sources X faibles des amas globulaires. Planète et Univers [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT: . tel-00375366

**HAL Id: tel-00375366**

**<https://theses.hal.science/tel-00375366>**

Submitted on 14 Apr 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

Discipline ou spécialité : ASTROPHYSIQUE

---

Présentée et soutenue par **MATHIEU SERVILLAT**

Le 28 novembre 2008

Titre :

## IDENTIFICATION MULTI-LONGUEURS D'ONDE DES SOURCES **X** FAIBLES DES AMAS GLOBULAIRES

---

### JURY

**DR. JEAN-FRANÇOIS OLIVE**  
**DR. CHRISTIAN MOTCH**  
**DR. FRANK W. M. VERBUNT**  
**DR. SYLVAIN CHATY**  
**DR. THOMAS J. MACCARONE**  
**DR. DIDIER BARRET**  
**DR. NATALIE A. WEBB**

**Président**  
**Rapporteur**  
**Rapporteur**  
**Examineur**  
**Examineur**  
**Examineur**  
**Directrice de Thèse**

Professeur, UPS/CESR, Toulouse  
Directeur de Recherche, Obs. Strasbourg  
Professeur, Univ. Utrecht, Pays-Bas  
Maître de Conférences, CEA, Paris  
*Lecturer*, Univ. Southampton, Angleterre  
Directeur de Recherche, CESR, Toulouse  
Astronome Adjoint, CESR, Toulouse

---

Ecole doctorale : **SCIENCES DE L'UNIVERS, DE L'ENVIRONNEMENT ET DE L'ESPACE**  
Unité de recherche : **CENTRE D'ÉTUDE SPATIALE DES RAYONNEMENTS, UMR 5187**

Directeur(s) de Thèse : **NATALIE A. WEBB**

Rapporteurs : **CHRISTIAN MOTCH, FRANK W. M. VERBUNT**



# Résumé

Cette thèse a permis d'étudier en détails les sources X faibles de trois amas globulaires galactiques (NGC 2808, NGC 4372 et M 22) afin de mieux comprendre leur évolution dynamique. Des observations X effectuées avec XMM-Newton et Chandra sont présentées et analysées. Elles sont complétées par des observations dans le visible, l'ultraviolet, l'infrarouge et le domaine radio dans le but d'identifier les sources X liées à ces amas globulaires.

Les observations X ont permis de détecter 16 sources liées à NGC 2808 et 18 sources liées à M 22. Ces sources sont principalement des binaires serrées. Cette population élevée de binaires aurait un rôle important à jouer dans le ralentissement de l'effondrement dynamique du cœur de ces amas globulaires.

Une binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons a été détectée dans NGC 2808 et les observations indiquent qu'aucune source de ce type n'est présente dans M 22 et NGC 4372. Ces résultats sont en accord avec la corrélation déjà observée entre le nombre de ces objets et le taux de rencontre d'étoiles dans le cœur des amas globulaires et confortent la théorie de la formation dynamique pour ces binaires.

Un déficit possible de sources X détectées dans NGC 2808, par rapport aux sources X attendues par formation dynamique, semble indiquer que le taux de rencontre n'est pas le seul paramètre intervenant dans la production de toutes les sources X. Les observations présentées dans cette thèse indiquent que la métallicité de l'amas pourrait avoir une influence sur le nombre de sources X observées dans les amas globulaires.

Les observations X de NGC 2808 sont en accord avec un déficit d'éruptions de variables cataclysmiques déjà observé dans les amas globulaires. À partir des rapports X/ultraviolet et d'observations spectroscopiques, nous proposons différentes approches afin de résoudre ce problème. Celles-ci consistent à déterminer si les variables cataclysmiques des amas globulaires sont en majorité magnétiques, si elles ont un taux d'accrétion faible, ou si elles contiennent des naines blanches de masse plus élevée. Les incertitudes sont encore trop importantes pour conclure, mais des observations futures plus profondes doivent nous permettre de contraindre la nature de ces sources.

Enfin, d'autres sources d'énergie centrales ont été proposées pour retarder l'effondrement de cœur des amas globulaires, comme la présence d'un trou noir de masse intermédiaire. Les observations que je présente dans cette thèse permettent d'apporter une limite supérieure de quelques centaines de masses solaires, si un tel objet se trouvait dans NGC 2808.





# Abstract

I present a comprehensive study of the faint X-ray sources of three Galactic globular clusters (NGC 2808, NGC 4372 and M 22) in order to understand their dynamical evolution. XMM-Newton and Chandra observations are presented and analysed. They are strengthened by optical, ultraviolet, infrared and radio observations in order to identify the X-ray sources associated with these globular clusters.

X-ray observations lead to the detection of 16 sources in NGC 2808 and 18 sources in M 22. These sources are mainly close binaries. This significant population of close binaries is likely to play an important role in slowing down the core collapse of these clusters.

One quiescent neutron star low-mass X-ray binary was detected in NGC 2808, and there is no evidence for such an object in M 22 and NGC 4372. These results are in agreement with the relationship already observed showing that the number of these objects is correlated with the stellar encounter rate in the core of globular clusters. It is therefore likely that these binaries are formed dynamically.

A possible lack of X-ray sources detected in NGC 2808, compared to the number of X-ray sources expected through dynamical production, indicates that the encounter rate is not the only parameter to play a role in the formation of the X-ray sources. The observations presented in this thesis show that the cluster metallicity could play a role in the production of close binaries, and thus could influence the number of X-ray sources observed in globular clusters.

X-ray observations of NGC 2808 confirm the deficit of cataclysmic variable outbursts already observed in globular clusters. Using X-ray to ultraviolet ratios, and optical spectroscopic observations, we suggest different approaches to tackle this issue, and try to determine whether it is because of moderate magnetic fields and low mass transfer, or increased white dwarf masses. Our uncertainties are still too large to be conclusive, but future, deeper observations should allow us to constrain the nature of these sources.

Other central energy sources have also been proposed in the literature to explain core collapse delay in globular clusters, such as the presence of an intermediate mass black hole. The observations presented in this thesis allow us to derive a mass limit of several hundreds of solar masses, if such an object is present in NGC 2808.



# Remerciements

Les amas globulaires contiennent tellement d'étoiles dans un volume réduit qu'elles se rencontrent fréquemment et entrent en interaction. Je ne peux m'empêcher de faire le rapprochement avec la société humaine, qui existe réellement depuis que les Hommes se rencontrent, échangent leurs idées, construisent des projets. Si je regarde mon parcours, je constate que de nombreuses interactions avec différentes personnes m'ont permis de guider ma vie vers un projet qui a pris la forme d'une thèse de doctorat en astrophysique et qui continue vers une voie qui me passionne. J'utilise le mot « guider », mais je ne saurais dire si j'ai choisi cette voie à force de persévérance, ou si mon parcours était déjà déterminé d'une manière trop complexe pour pouvoir le prédire...

J'ai en tout cas eu la chance de rencontrer et d'interagir avec Natalie Webb en stage de Master 2 puis tout au long de ma thèse. J'ai pu apprécier ses grandes qualités scientifiques, sa disponibilité, sa joie de vivre et ses courses rapides dans les couloirs du CESR. Je reste admiratif de son travail qui m'a servi d'exemple et qu'elle mène en parallèle avec une vie de famille bien remplie : l'arrivée de la petite Dalia est un évènement heureux qui aura marqué ma thèse. Bref, je dois tellement à Natalie que je ne saurai lui rendre en quelques mots de remerciements.

Les interactions que j'ai pu avoir avec Didier Barret ont aussi été très enrichissantes. Malgré un emploi du temps surchargé, il a toujours pris le temps de me faire bénéficier de sa qualité de jugement et de ses conseils bienveillants. J'élargis mes remerciements à tous les membres du jury avec qui j'ai eu des interactions plus brèves mais tout aussi enrichissantes. J'ai pu apprendre à les connaître et à les apprécier au cours de différentes rencontres, à Paris, Capri ou Prague lors de conférences, à la résidence de l'ESO au Chili, ou dans les pubs de Southampton ! Ce fut un plaisir de pouvoir réunir un tel jury à Toulouse.

Dans les nombreuses interactions qui m'ont aidé à tracer mon chemin scientifique, j'ai une pensée pour les chercheurs du CESR, toujours disponibles, et en particulier Elisabeth Jourdain avec qui je partage mon bureau. Nous avons échangé d'innombrables points de vue, sur la science, la plongée sous-marine ou les problèmes du laboratoire. Je la remercie chaleureusement pour son soutien et son avis extérieur toujours bénéfique. Il y a aussi ceux qui m'ont accueilli à Southampton pour deux mois de recherches : Andrea Dieball, Christian Knigge, Tom Maccarone, et tout le groupe Astrophysique (thésards, postdocs et chercheurs...) que l'on rencontre si simplement lors des pauses thé, des séminaires et des sorties régulières dans les pubs anglais !

Une part importante de la motivation qui a animé ma thèse est liée à l'existence d'un groupe très dynamique au CESR, composé des doctorants et jeunes du laboratoires. Là encore il faut

s’imaginer un groupe en interaction avec des rencontres, des discussions, des projets comme les « ateliers » des doctorants... Les trois ans de thèse ont fait évoluer ce groupe, avec des nouveaux, des départs, des retours, mais toujours la même fougue ! Allons y dans le désordre plus ou moins chronologique : Natacha, Déborah, Christophe, Nicolas, Romain, Benoît, Pierre, Yannis et Claudia, Philippe, Denis, Gilles, William, Erwan, Olivier, Pierrick, Valerio, Denis, Nadège, Bénédicte, Francesca, Claire, Martin, Khalil, Maxime, Robert, Paolo, Nathalie, Damien, Nicolas, Julien, Gaël, Ayoub, Baptiste, Julien, Benoît, Agnès, Renaud, Joseph, Yong Feng, Mauro, Jonathan, Renaud, Sean et Heidi, Yann, Guillaume, Thomas...

Après il y a la vie en dehors du laboratoire, qui intervient peut être comme source d’énergie positive et qui permet d’éviter l’effondrement du système, à la manière des amas globulaires. Le cœur de cette énergie est le système binaire très rapproché que nous formons avec ma petite Pat et qui résiste à tout. C’est bien sûr à elle qu’est dédié ce travail qu’elle a suivi de près jusque dans mes états d’âmes.

Dans les interactions à long terme qui aident à stabiliser mon évolution, il y a les amis du Jura, de Lyon, de Brest... Ceux avec qui on ne perd jamais le contact malgré la distance, et ceux qui sont à Toulouse, en particulier Cédric et Assia avec qui nous avons partagé tant de bons moments.

Enfin, la présence familiale, si rassurante, est synonyme de protection, de simplicité et c’est bien sûr la famille, en particulier mes parents, mon frère, qui m’ont inspiré culturellement et philosophiquement, tout en me laissant maître de mes choix. Cette thèse est donc aussi leur thèse.

Une question concernant les amas globulaires ne sera pas abordée dans cette thèse, je me permet donc de la poser ici : à quoi ressemblerait le ciel vu d’une planète située dans un amas globulaire ?

Dès, le cas semble peu probable, car les rencontres entre étoiles et la faible métallicité ne facilitent pas la formation de planètes... Cependant, le ciel serait d’une richesse incroyable, dominé par des centaines de milliers d’étoiles jaunes à géantes rouges, avec quelques étoiles brillantes bleues (dont des variables RR Lyrae) et éventuellement quelques nébuleuses planétaires. En moyenne l’étoile la plus proche serait à 0,02 parsec (4 000 fois la distance Terre–Soleil), contre 1 parsec pour l’étoile la plus proche du Soleil (Proxima du Centaure à 1,3 parsecs). Les étoiles les plus brillantes auraient une magnitude  $V$  d’environ  $-10$ , et il y aurait quelques milliers d’étoiles plus brillantes que la magnitude  $V = -5$  (plus brillante que Vénus dans notre ciel). Le ciel serait donc constamment lumineux, sans doute à peine moins que la luminosité d’une nuit de pleine Lune. Le cas le plus intéressant serait peut-être celui d’une planète en périphérie de l’amas globulaire, entre l’amas et la Galaxie. Le ciel nocturne pourrait alors nous permettre d’observer périodiquement la Galaxie qui recouvrirait tout le ciel. Le reste du temps, le ciel serait dominé par le cœur de l’amas avec ses nombreuses étoiles. Les astronomes seraient sans doute comblés, et il serait très intéressant d’étudier la mythologie de peuples vivant sur de telles planètes !

# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>i</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Remerciements</b>	<b>v</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Les amas globulaires</b>	<b>3</b>
1.1 Présentation générale . . . . .	4
1.1.1 Définition . . . . .	4
1.1.2 Historique . . . . .	4
1.1.3 Caractéristiques . . . . .	6
1.2 Évolution des amas globulaires . . . . .	14
1.2.1 Formation . . . . .	15
1.2.2 Évolution avant effondrement . . . . .	16
1.2.3 Évolution après effondrement . . . . .	19
1.2.4 Sources d'énergie centrales . . . . .	20
1.3 Méthodes de simulation de l'évolution . . . . .	23
<b>2 Sources X dans les amas globulaires</b>	<b>25</b>
2.1 Étoiles compactes . . . . .	26
2.1.1 Naine blanche . . . . .	26
2.1.2 Étoile à neutrons . . . . .	26
2.1.3 Trou noir stellaire . . . . .	27
2.2 Luminosité d'accrétion . . . . .	28
2.3 Géométrie de Roche . . . . .	29
2.4 Disque d'accrétion . . . . .	29
2.5 Binaires X . . . . .	30
2.5.1 Binaire X de faible masse accrétante . . . . .	31
2.5.2 Binaire X de faible masse en quiescence . . . . .	31
2.5.3 Binaires X de faible masse dans les amas globulaires . . . . .	32

2.6	Variables cataclysmiques . . . . .	34
2.6.1	Variabilité temporelle . . . . .	34
2.6.2	Caractéristiques . . . . .	36
2.6.3	Composantes de l'émission . . . . .	39
2.6.4	Variables cataclysmiques dans les amas globulaires . . . . .	43
2.7	Binaires actives . . . . .	44
2.7.1	Classification . . . . .	44
2.7.2	Éruptions de binaires actives . . . . .	45
2.7.3	Binaires actives dans les amas globulaires . . . . .	46
2.8	Pulsars milliseconde . . . . .	47
2.8.1	Périodes des pulsars . . . . .	47
2.8.2	Composantes de l'émission . . . . .	47
2.8.3	Pulsars milliseconde dans les amas globulaires . . . . .	48
2.9	Trous noirs dans les amas globulaires . . . . .	49
2.10	Résumé des propriétés X . . . . .	50
<b>3</b>	<b>Instruments et observations multi-longueurs d'onde</b>	<b>51</b>
3.1	Nécessité des observations multi-longueurs d'onde . . . . .	52
3.2	XMM-Newton . . . . .	53
3.2.1	Description de l'observatoire . . . . .	53
3.2.2	Instruments . . . . .	53
3.2.3	Catalogue des sources XMM-Newton . . . . .	55
3.2.4	Utilisation du SAS pour le traitement de données . . . . .	55
3.2.5	Outils : Ftools, Xanadu, PIMMS . . . . .	56
3.2.6	IDL : <i>Interactive Data Language</i> . . . . .	56
3.3	Chandra . . . . .	57
3.3.1	Description de l'observatoire . . . . .	57
3.3.2	Instruments . . . . .	57
3.3.3	Traitement de données avec CIAO . . . . .	58
3.3.4	ACIS Extract . . . . .	59
3.4	Le Télescope Spatial Hubble . . . . .	59
3.4.1	Description de l'observatoire . . . . .	59
3.4.2	Instruments . . . . .	59
3.4.3	Traitement de données . . . . .	60
3.5	Spectroscopie au <i>Very Large Telescope</i> . . . . .	60
3.5.1	Description de l'observatoire . . . . .	60
3.5.2	Instruments . . . . .	61
3.5.3	Traitement de données . . . . .	61
3.6	Interférométrie avec le <i>Giant Meterwave Radio Telescope</i> . . . . .	62

3.6.1	Description de l'observatoire . . . . .	62
3.6.2	Interférométrie radio . . . . .	63
3.6.3	Instrumentation . . . . .	64
3.6.4	AIPS . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Étude des sources X faibles de l'amas globulaire NGC 2808</b>	<b>65</b>
4.1	NGC 2808 . . . . .	66
4.2	Observation avec XMM-Newton . . . . .	67
4.2.1	Présentation des données . . . . .	67
4.2.2	Détection de sources . . . . .	67
4.2.3	Sources liées à l'amas . . . . .	69
4.2.4	Variabilité des sources . . . . .	72
4.2.5	Étude spectrale des sources . . . . .	73
4.3	Observation avec Chandra . . . . .	77
4.3.1	Présentation des données . . . . .	77
4.3.2	Détection de sources . . . . .	77
4.3.3	Sources liées à l'amas . . . . .	78
4.3.4	Variabilité et spectres des sources . . . . .	79
4.4	Complémentarité des deux observations X . . . . .	80
4.4.1	Sources X à l'intérieur du rayon de demi-masse . . . . .	82
4.4.2	Sources X à l'extérieur du rayon de demi-masse . . . . .	84
4.4.3	Sources XMM-Newton non détectées avec Chandra . . . . .	85
4.5	Contreparties des sources X . . . . .	85
4.5.1	Données dans l'ultraviolet du Télescope Spatial Hubble . . . . .	85
4.5.2	Données dans l'ultraviolet du Moniteur Optique de XMM-Newton . . . . .	89
4.5.3	Données dans le visible du Télescope Spatial Hubble . . . . .	91
4.5.4	Spectre VLT/FORS1 dans le visible de la source Chandra 31 . . . . .	92
4.5.5	Données radio avec ATCA . . . . .	94
4.5.6	Données infrarouge avec Spitzer . . . . .	95
4.6	Discussion . . . . .	98
4.6.1	Identification de sources liées à l'amas . . . . .	98
4.6.2	Sources X variables dans le cœur . . . . .	101
4.6.3	Sources X attendues dans le cœur . . . . .	102
4.6.4	Émission X et ultraviolet des variables cataclysmiques . . . . .	103
4.6.5	Contraintes sur la présence de pulsars milliseconde . . . . .	106
4.6.6	Contraintes sur la présence d'un trou noir de masse intermédiaire . . . . .	106
4.6.7	Sources d'avant plan . . . . .	108
4.6.8	Sources d'arrière plan : noyaux actifs de galaxie . . . . .	109
4.7	Conclusions . . . . .	110



<b>5</b>	<b>Recherche de sources X faibles dans l'amas globulaire NGC 4372</b>	<b>113</b>
5.1	NGC 4372 . . . . .	114
5.2	Observations avec XMM-Newton . . . . .	114
5.2.1	Présentation des données . . . . .	114
5.2.2	Détection de sources . . . . .	114
5.2.3	Variabilité et spectres des sources . . . . .	115
5.2.4	Recherche de contreparties dans l'ultraviolet . . . . .	117
5.2.5	Comparaison avec les sources ROSAT . . . . .	118
5.3	Discussion . . . . .	119
5.3.1	Sources attendues dans l'amas . . . . .	119
5.3.2	Sources particulières dans le champ de vue . . . . .	119
5.4	Conclusions . . . . .	120
<b>6</b>	<b>Contreparties des sources XMM-Newton dans l'amas globulaire M 22</b>	<b>121</b>
6.1	M 22 . . . . .	122
6.2	Spectres VIMOS de contreparties de sources XMM-Newton . . . . .	123
6.2.1	Contreparties des sources XMM-Newton . . . . .	123
6.2.2	Observations et données . . . . .	123
6.2.3	Traitement et étalonnage des données . . . . .	125
6.2.4	Spectres des contreparties possibles des sources X . . . . .	127
6.2.5	Analyse des spectres de CV1 . . . . .	127
6.3	Spectres FORS1 des variables cataclysmiques CV1 et CV2 . . . . .	129
6.3.1	Observations et données . . . . .	129
6.3.2	Traitement et étalonnage des données . . . . .	130
6.3.3	Spectres de CV1 et CV2 . . . . .	131
6.4	Observation avec Chandra . . . . .	132
6.4.1	Présentation des données . . . . .	132
6.4.2	Détection de sources . . . . .	132
6.4.3	Sources variables et propriétés spectrales . . . . .	135
6.5	Recherche de sources radio avec le GMRT . . . . .	136
6.5.1	Observations et données . . . . .	136
6.5.2	Traitement des données . . . . .	137
6.5.3	Comparaison avec l'image XMM-Newton . . . . .	141
6.6	Discussion . . . . .	142
6.6.1	Sources X attendues dans le cœur . . . . .	142
6.6.2	Variable cataclysmique CV1 . . . . .	142
6.6.3	Variable cataclysmique CV2 . . . . .	143
6.6.4	Autres sources . . . . .	143
6.6.5	Sources radio dans le champ de vue . . . . .	143

6.7	Conclusions . . . . .	144
<b>7</b>	<b>Conclusions et Perspectives</b>	<b>145</b>
7.1	Principaux résultats . . . . .	145
7.2	Travaux envisagés dans la continuité de la thèse . . . . .	147
7.2.1	Étoiles à neutrons dans les amas globulaires . . . . .	147
7.2.2	Variables cataclysmiques dans les amas globulaires . . . . .	148
7.2.3	Binaires actives dans les amas globulaires . . . . .	150
7.2.4	Lien avec les autres sujets de recherche sur les amas globulaires . . . . .	150
7.2.5	Comparer les sources des amas globulaires et les sources galactiques . . . . .	151
7.2.6	Instruments futurs . . . . .	152
<b>A</b>	<b>Paramètres des amas étudiés</b>	<b>155</b>
<b>B</b>	<b>État des observations XMM-Newton et Chandra des amas globulaires</b>	<b>157</b>
<b>C</b>	<b>Publication 1 : Servillat <i>et al.</i> (2008c)</b>	<b>163</b>
<b>D</b>	<b>Publication 2 : Servillat <i>et al.</i> (2008a)</b>	<b>179</b>
<b>E</b>	<b>Publication 3 : Maccarone &amp; Servillat (2008)</b>	<b>199</b>
	<b>Liste des figures</b>	<b>207</b>
	<b>Liste des tableaux</b>	<b>211</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>213</b>



# Introduction

Les amas globulaires sont des laboratoires exceptionnels pour l'analyse de phénomènes physiques et dynamiques qui sont impossibles à reproduire dans d'autres environnements et *a fortiori* en laboratoire sur Terre. L'évolution dynamique de plusieurs centaines de milliers d'étoiles en interaction dépasse encore les capacités de calcul des ordinateurs les plus puissants. La densité extrême d'étoiles au cœur des amas globulaires rend possible les interactions proches à deux, trois ou quatre corps, qui peuvent conduire à la formation de systèmes d'étoiles binaires serrés, dont l'évolution complexe est encore peu connue. L'âge moyen des amas globulaires, comparable à l'âge de l'Univers, fait de ces structures stellaires des fossiles de la formation et de l'évolution des galaxies, qui sont les briques fondamentales de l'organisation de la matière dans l'Univers. Ainsi les amas globulaires ont un rôle particulier en cosmologie dans l'étude de la naissance de l'Univers.

Le grand âge des amas globulaires nous permet aussi de retracer l'évolution des étoiles elles-mêmes. Les étoiles ont des rythmes d'évolution variés en fonction de leur masse. Les moins massives rayonnent encore en brûlant leur hydrogène et les plus massives ont évolué rapidement pour aboutir à la formation d'étoiles à neutrons et de naines blanches qui peuplent encore en nombre le cœur de ces amas. La présence de ces nombreuses étoiles compactes localisées dans le cœur des amas globulaires permet par ailleurs l'étude des phénomènes radiatifs soumis à des forces de gravitation extrêmes, et nécessitant l'utilisation de la théorie de la relativité générale pour leur description.

Les amas globulaires possèdent un excès de sources X dont plusieurs centaines sont aujourd'hui détectées grâce aux observatoires XMM-Newton et Chandra. Treize de ces sources X sont brillantes ou transitoires et ont été identifiées comme des binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons. Les autres sources X sont plus faibles en luminosité et associées à des binaires X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons, des variables cataclysmiques (binaires contenant une naine blanche), des systèmes binaires d'étoiles à chromosphère active ou des pulsars milliseconde (étoiles à neutrons en rotation rapide après avoir été en binaire serrée). Cette population de binaires serrées semble être façonnée par les interactions dynamiques qui ont lieu au cœur des amas globulaires. Elles pourraient jouer un rôle important dans l'équilibre dynamique des amas et en particulier dans le retardement de leur effondrement inévitable, ce qui expliquerait l'apparente stabilité de ces amas malgré leur grand âge.

Le travail développé dans cette thèse s'inscrit dans un programme d'étude des amas globulaires avec l'observatoire XMM-Newton initié par Didier Barret, directeur de recherche au CESR.

Ce projet a déjà donné lieu à la thèse de Bruce Gendre, « Étude des sources X faibles des amas globulaires de la galaxie avec XMM-Newton », soutenue en janvier 2004 (Gendre *et al.* 2003a,b ; Gendre 2004). Natalie Webb, Astronome Adjoint au CESR, dirige actuellement ce projet et y a largement contribué (Webb *et al.* 2002a, 2004, 2006).

La thèse présentée dans ce document est fortement orientée vers l’observation multi-longueurs d’onde en vue de l’identification et de la caractérisation des sources X des amas globulaires. Les observatoires XMM-Newton et Chandra, avec leur surface de collection et leur résolution angulaire respectivement inégalées, sont le point de départ de cette étude. Depuis leur mise en service en 1999, ces observatoires ont révolutionné nos connaissances sur les sources X du ciel et en particulier celles des amas globulaires. L’étude des sources X est avantageusement complétée par des observations dans de multiples domaines de longueurs d’onde. Dans cette thèse, des observations dans les domaines radio, infrarouge, visible et ultraviolet ont été analysées et sont couplées aux observations X.

Les objectifs sont doubles : d’une part, il s’agit d’utiliser l’inventaire des sources X identifiées et liées aux amas globulaires pour mieux comprendre l’évolution dynamique de ces amas et d’autre part, la distance relativement bien connue des amas globulaires permet une caractérisation plus précise des propriétés des sources X observées, ce qui peut apporter des contraintes sur les mécanismes d’émission.

Le chapitre 1 permet de se familiariser avec les amas globulaires. Leurs caractéristiques observationnelles sont présentées, ainsi que leur évolution dynamique.

Dans le chapitre 2, je m’intéresse aux diverses sources X que l’on trouve dans les amas globulaires. Une description des propriétés générales de ces objets est présentée, ainsi que l’état des lieux de leurs observations dans les amas globulaires et les découvertes associées.

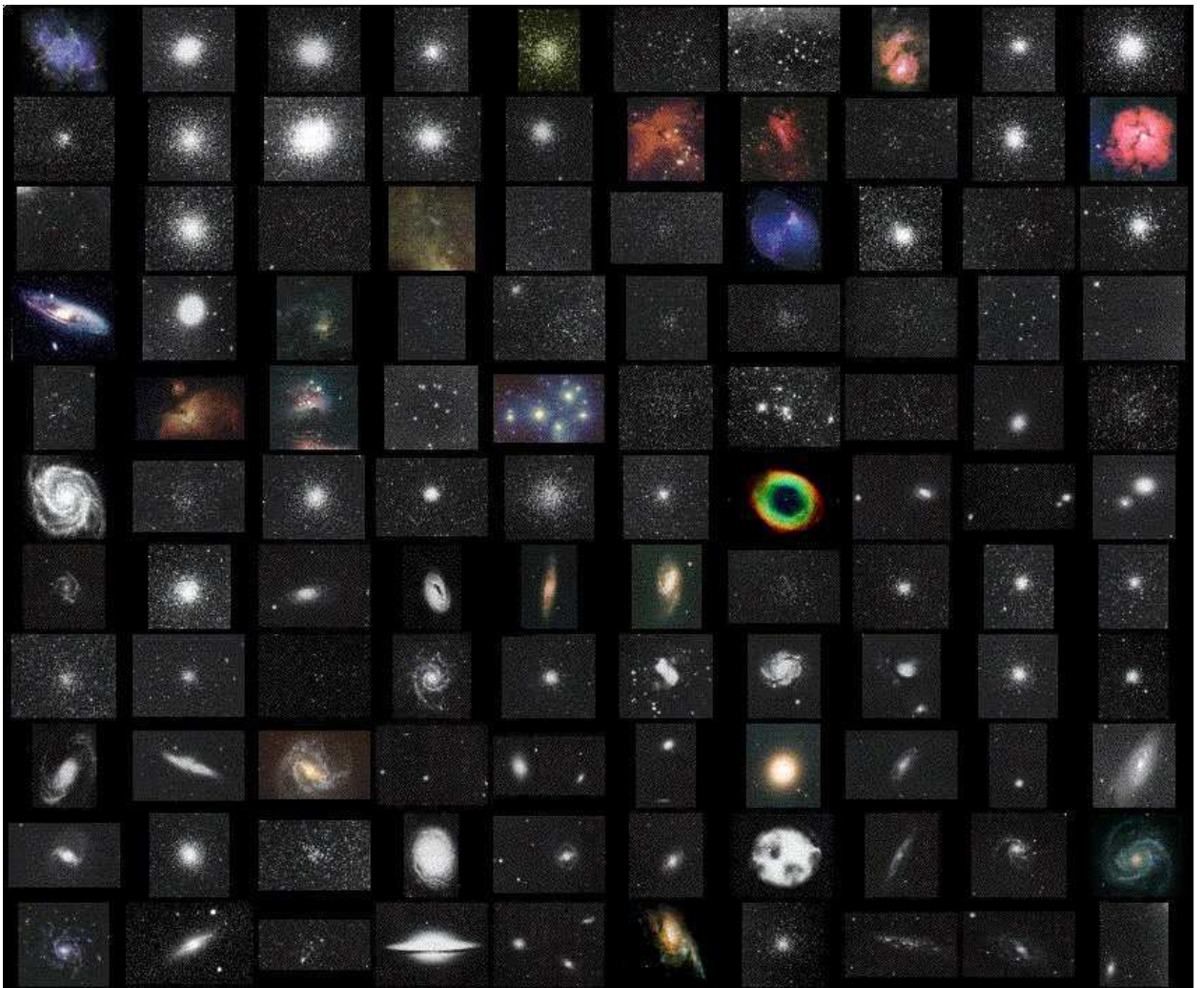
Le chapitre 3 permet d’expliquer l’intérêt des observations multi-longueurs d’onde et de présenter les observatoires et instruments utilisés au cours de la thèse.

Les chapitres 4, 5 et 6 présentent les études X et multi-longueurs d’onde menées sur les trois amas globulaires NGC 2808, NGC 4372 et M 22.

Enfin, le dernier chapitre conclut cette thèse en présentant les principaux résultats et conclusions issus de cette thèse et en proposant diverses voies de recherche à envisager pour la suite de l’étude des amas globulaires.

# Chapitre 1

## Les amas globulaires



**FIG. 1.1** – Le catalogue de Messier en images (Messier 1771, dernière mise à jour en 1787). Ce catalogue compte 110 objets, dont 29 amas globulaires. Les objets sont présentés dans l'ordre de leur numérotation par lignes, de gauche à droite. (H. Frommert)

## 1.1 Présentation générale

### 1.1.1 Définition

Un amas globulaire est un ensemble de plusieurs centaines de milliers d'étoiles ( $10^5$  à  $10^6$ ) qui sont très fortement liées par la gravité. Les amas globulaires ont une forme sphérique et une densité d'étoiles extrême dans leur cœur. Ils se trouvent dans le halo de leur galaxie hôte et orbitent autour du centre galactique, croisant régulièrement le disque galactique (tous les  $\sim 10^8$  ans en moyenne Odenkirchen *et al.* 1997). Par rapport aux amas ouverts situés dans le disque galactique, les amas globulaires sont beaucoup plus vieux ( $12,9 \pm 2,9 \times 10^9$  années, Carretta *et al.* 2000, calculé sur un échantillon d'une dizaine d'amas) et possèdent beaucoup plus d'étoiles.

On compte 153 amas globulaires qui orbitent autour du centre de la Voie Lactée et on estime que quelques dizaines sont encore inconnus, car masqués par le centre de la Galaxie (Bica *et al.* 2006). Des amas globulaires galactiques sont encore régulièrement découverts dans les sondages de plus en plus profonds du ciel (p.ex. Bonatto *et al.* 2007). Les galaxies plus grandes peuvent en avoir beaucoup plus, comme la galaxie d'Andromède (M31) qui en possède environ 500 (Barmby & Huchra 2001), ou la galaxie géante elliptique M 87 pour laquelle on en estime plus de 10 000 (Harris & Smith 1976). Par la suite on s'intéressera aux amas globulaires de notre Galaxie, qui sont beaucoup plus proches ( $\sim 2,2$  kpc pour le plus proche confirmé – M 4 – et une distance médiane de  $\sim 9,6$  kpc, Harris 1996). Pour ces amas globulaires, on peut obtenir des images résolues dans de multiples domaines de longueurs d'onde, alors que les amas extragalactiques ne peuvent être traités que dans leur globalité.

### 1.1.2 Historique

#### 1.1.2.1 Des nébuleuses dans le ciel

Certains amas globulaires sont visibles à l'œil nu dans le ciel nocturne, mais ils peuvent facilement être confondus avec des étoiles. C'est pour la première fois en 1665 que l'astronome amateur allemand Abraham Ihle fait référence à un amas globulaire comme un objet différent d'une étoile et atypique du ciel (en l'occurrence M 22, voir §6). Les optiques de cette époque ne permettaient pas de résoudre les étoiles qui composent ces amas et ils étaient catalogués comme des nébuleuses. Charles Messier a publié en 1771 un catalogue de nébuleuses visibles depuis l'Europe (Messier 1771, dernière mise à jour en 1787 avec 110 objets). Parmi ses découvertes, il a pu résoudre l'amas globulaire M 4 comme « un amas de très petites (faibles) étoiles ». Cependant, il n'a pas perçu leur nature réelle et a continué à les appeler « nébuleuses rondes ». On compte 29 amas globulaires dans le catalogue de Messier (Figure 1.1). Une vingtaine d'années plus tard, William Herschel était capable de résoudre tous les amas globulaires de Messier avec ses grands télescopes. Il utilise pour la première fois le nom d'« amas globulaire » dans son deuxième catalogue de 1789 (Herschel 1789).

### 1.1.2.2 Structure de la Voie Lactée

Au XIX<sup>e</sup> siècle, si la Terre n'est plus le centre de l'Univers depuis plusieurs siècles, le Soleil est par contre considéré comme le centre de la Galaxie et de l'Univers. De 1834 à 1838, John Herschel, qui continua les travaux de son père, cartographia le ciel austral. Il publia en 1864 son Catalogue Général avec 5 000 entrées (Herschel 1864), qui sera repris par la suite dans le Nouveau Catalogue Général (NGC, *New General Catalogue*, Dreyer 1888). Il remarqua alors que les amas globulaires sont situés préférentiellement dans une petite partie du ciel, centrée sur la constellation du Sagittaire.

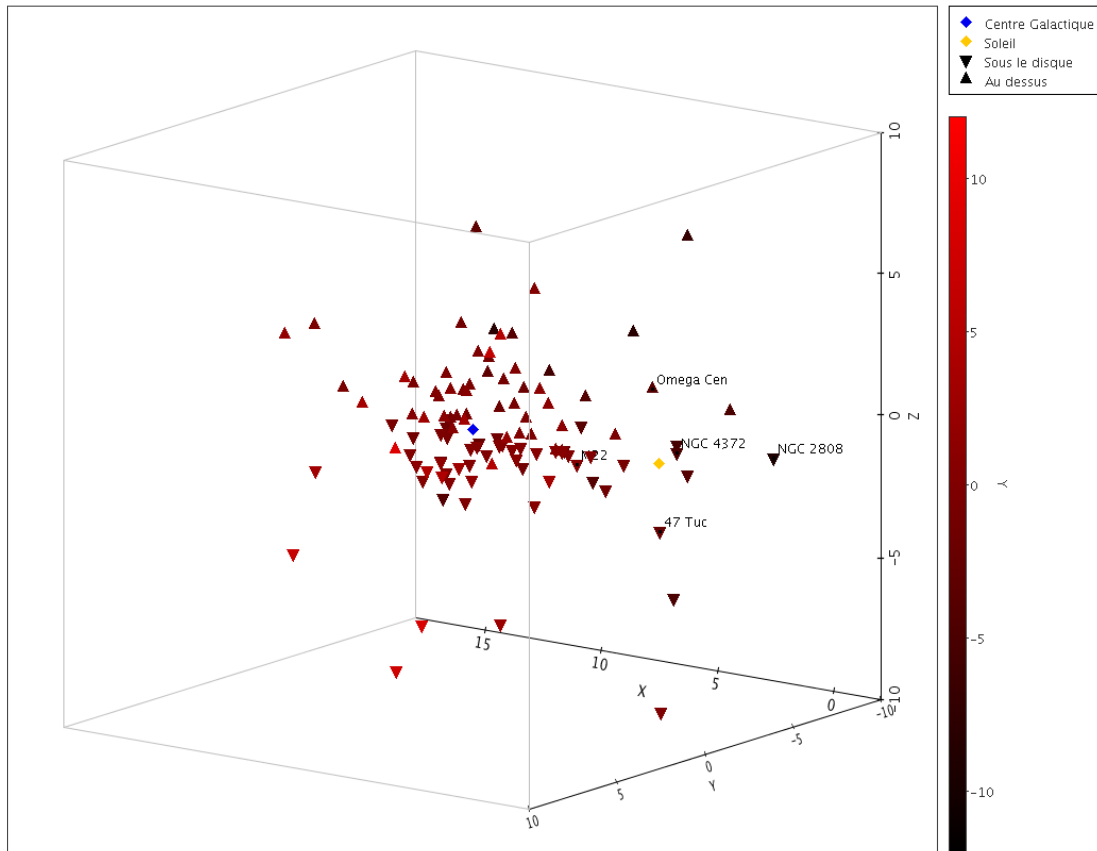
Il faut cependant attendre 1918 pour mettre définitivement le Soleil à sa modeste place. Harlow Shapley publia plus de 40 articles concernant les amas globulaires à partir de ses observations effectuées au Mont Wilson aux États-Unis. Il utilisa la relation période–luminosité des étoiles de type céphéides, mise en évidence par Henrietta Leavitt en 1912 (Leavitt & Pickering 1912), pour déterminer la distance des amas globulaires. En supposant une distribution sphérique des amas autour du Centre Galactique, il estime la position du centre de notre Galaxie (Shapley 1918). Même si les valeurs étaient surestimées (il s'agissait en fait de variables RR Lyrae qui ont une période plus courte que les céphéides), l'ordre de grandeur est toujours le même de nos jours ( $7,2 \pm 0,3$  kpc entre le Soleil et le Centre Galactique, Bica *et al.* 2006, et non 20 kpc comme l'a présenté Shapley). La Figure 1.2 montre la distribution des amas globulaires galactiques.

### 1.1.2.3 Grandes découvertes liées aux amas globulaires

Les amas globulaires nous ont apporté beaucoup d'autres informations qui ont révolutionné l'astrophysique et qui sont encore des sujets d'étude prometteurs. Très vite ils sont apparus comme des laboratoires astronomiques exceptionnels pour les domaines suivants :

- **La dynamique stellaire** : un amas globulaire est un système à  $N$  corps avec  $N = 10^5$  à  $10^6$ . La densité d'étoiles est de plus tellement élevée dans leur cœur que les étoiles y sont en constante interaction. La dynamique des amas globulaires représente donc un défi pour la modélisation et la simulation par ordinateur (voir §1.3).
- **L'évolution stellaire** : un amas globulaire est un échantillon d'étoiles qui sont à la même distance de la Terre, qui se sont formées en même temps, à partir de la même matière (voir §1.2.1) et qui ont évolué pendant plusieurs milliards d'années (Carretta *et al.* 2000). Il s'agit donc d'un laboratoire idéal pour l'étude de l'évolution stellaire (voir §1.1.3) et en particulier pour l'étude des étoiles compactes qui sont le stade final de l'évolution stellaire (voir §2).
- **L'astronomie X** : Depuis les premières observations en X, il semble que les sources X soient intimement liées à l'évolution dynamique des amas globulaires (voir §1.1.3.3 et §1.2). De plus, leur présence en grand nombre dans les amas globulaires en font des laboratoires exceptionnels pour l'étude de ces différentes sources X (voir §2).
- **La formation des galaxies** : les étoiles des amas globulaires sont de population II (Baade 1944), très pauvres en métaux et très anciennes. De plus, la distribution sphérique des amas





**FIG. 1.2** – Distribution des amas globulaires autour du Centre Galactique d’après les valeurs du catalogue de Harris (1996). Le repère a pour origine la position du Soleil. L’axe  $X$  est défini par la droite passant par le Soleil et le Centre Galactique et le plan  $Z = 0$  correspond au disque galactique. La profondeur selon l’axe  $Y$  est indiquée par un dégradé de couleur. La position du Centre Galactique et du Soleil sont indiquées. Les amas globulaires particulièrement ciblés dans cette thèse sont indiqués par leur nom.

globulaires autour de leur galaxie indique qu’ils se sont formés avant que le disque galactique se forme autour du noyau galactique. Les amas globulaires sont donc des fossiles de la formation de leur galaxie hôte (voir §1.2).

- **La cosmologie** : le fait que les amas globulaires soient très anciens apporte une contrainte directe sur l’âge de l’Univers. Malgré les incertitudes importantes, cette contrainte a permis de faire évoluer les modèles cosmologiques actuels (Spergel *et al.* 2007).

## 1.1.3 Caractéristiques

### 1.1.3.1 Morphologie

Trois rayons caractéristiques de taille croissante sont utilisés pour décrire la forme sphérique des amas globulaires tel qu’on les observe dans le visible :

- **Le rayon de cœur ( $r_c$ )** : ce rayon est défini comme la largeur à mi-hauteur du profil de luminosité dans le visible de l’amas, approximé par un modèle de King (King 1962).

- **Le rayon de demi-masse ( $r_h$ )** : il définit une sphère qui contient la moitié de la masse de l'amas globulaire. En pratique, ce rayon est approximé par le rayon de demi-luminosité dans le visible, qui définit un cercle dans lequel se trouve la moitié de la luminosité intégrée de l'amas dans le visible.
- **Le rayon de marée ( $r_t$ )** : il indique l'endroit où la force de gravité due à l'amas est équilibrée par la force de marée galactique. Les étoiles situées à une distance supérieure à ce rayon ne sont donc plus liées physiquement à l'amas, mais appartiennent au halo galactique. Si on considère une orbite elliptique de l'amas globulaire autour de la Galaxie, la valeur au point péri-galactique est la valeur la plus restrictive. Ce rayon peut être estimé à partir des masses  $M$  de l'amas et  $M_G$  de la Galaxie et de la distance péri-galactique  $R$  de l'amas par rapport au centre de la Galaxie (King 1962) :

$$r_t = R \left( \frac{M}{3,5 M_G} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (1.1)$$

King (1962) a proposé un modèle qui permet de rendre compte du profil radial de luminosité dans le visible de pratiquement tous les amas globulaires galactiques, avec un nombre minimum de 3 paramètres (profil de King avec  $k$  pour la normalisation,  $r_c$  et  $r_t$ ) :

$$f(r) = k \left( \frac{1}{\left(1 + (r/r_c)^2\right)^{\frac{1}{2}}} - \frac{1}{\left(1 + (r_t/r_c)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \right)^2 \quad (1.2)$$

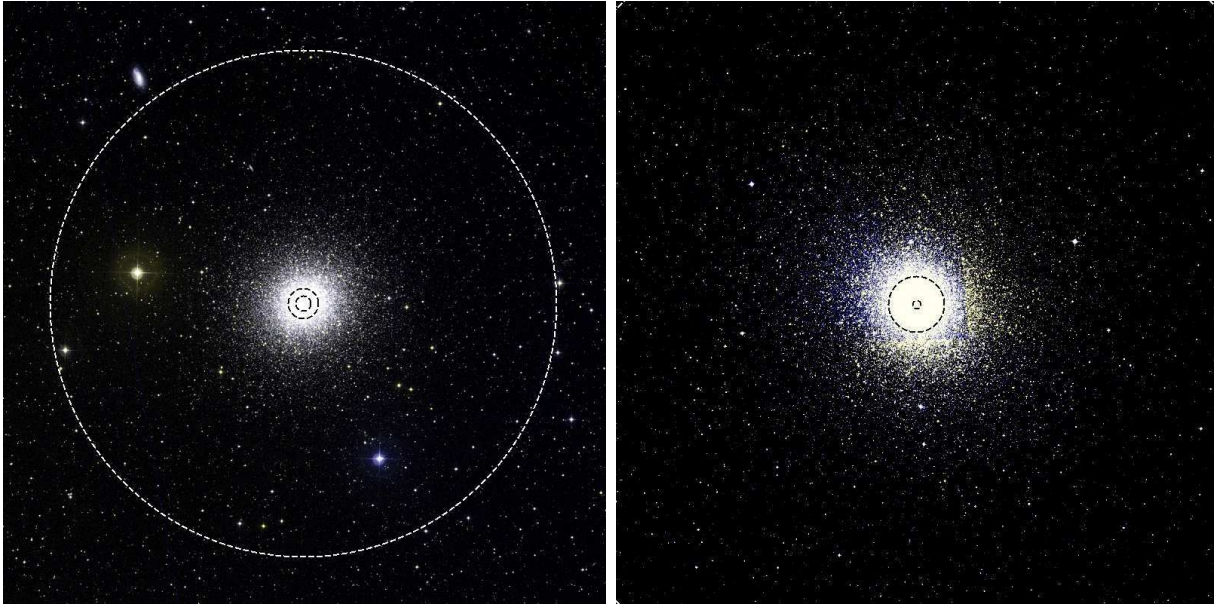
La valeur de ces rayons est en moyenne de  $r_c = 1,5$ ,  $r_t = 10$  et  $r_h = 50$  pc (dédiuits de Harris 1996). Les images des amas M 13 et 47 du Toucan sont reproduites sur la Figure 1.3 avec leurs rayons caractéristiques.

### 1.1.3.2 Diagramme couleur–magnitude et évolution des étoiles

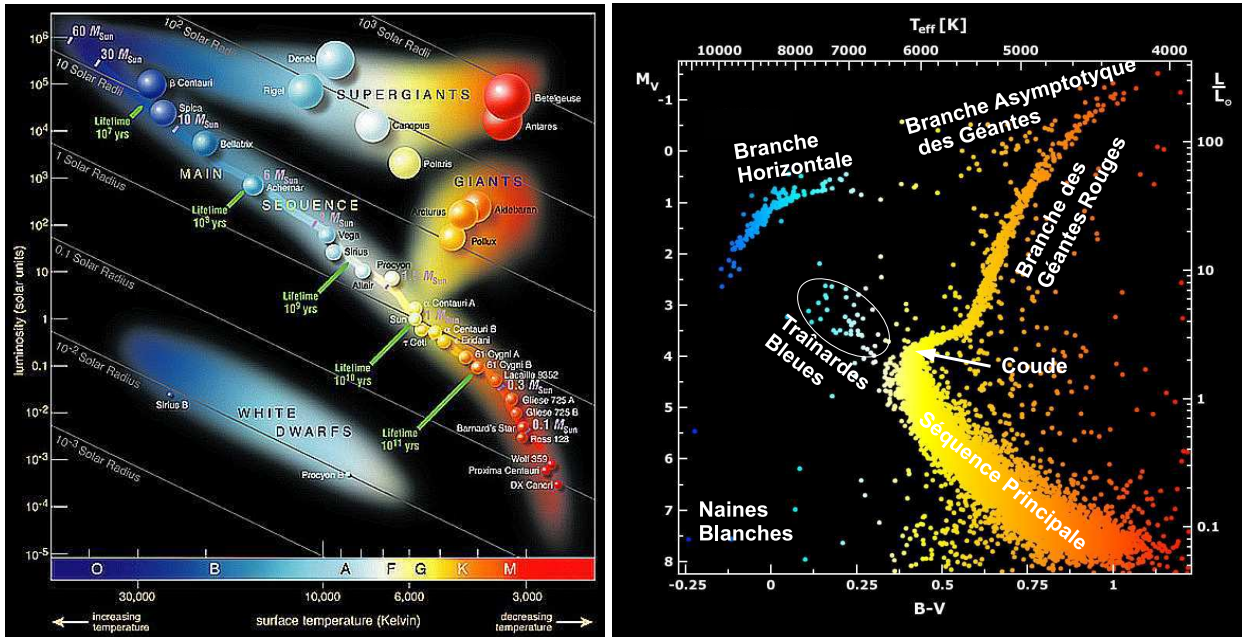
Le diagramme couleur–magnitude est aussi appelé diagramme Hertzsprung–Russell (HR), du nom des deux astronomes qui ont commencé à remarquer son importance pour l'étude des différents types d'étoiles et de leur évolution (Russell 1914 ; Hertzsprung 1915). L'axe des abscisses représente la couleur, la température ou le type spectral des étoiles et l'axe des ordonnées leur luminosité ou leur magnitude (voir Figure 1.4).

La position des étoiles sur ce diagramme dépend de leur masse, de leur âge et de leur métallicité (Figure 1.4, gauche). Une description plus complète de la structure d'une étoile peut être trouvée dans Forestini (1999) ou Ostlie & Carroll (1995). Je me limite ici à une description générale de la structure et de l'évolution des étoiles.

La séquence principale correspond aux étoiles pour lesquelles la fusion de l'hydrogène en hélium a lieu dans leur cœur par les réactions proton–proton (température centrale supérieure à



**FIG. 1.3** – M13 et 47 du Toucan avec leurs rayons caractéristiques  $r_c$ ,  $r_h$  (pointillés noirs) et  $r_t$  (pointillés blancs). Pour 47 du Toucan, le rayon de marée n'est visible que dans les coins de l'image. Les images font  $1^\circ$  de côté et sont créées à partir des images DSS2 *red* et *blue*.



**FIG. 1.4** – Diagrammes couleur–magnitude de toutes les étoiles du voisinage du Soleil (gauche, D.E. Gary) et des étoiles de l'amas globulaire M 55 (droite, J. Mochejska, J. Kaluzny, CAMK, *1 m Swope Telescope*). Sur la gauche, les classes spectrales sont représentées (OBAFGKM) et quelques étoiles brillantes du voisinage du Soleil sont représentées. La durée de vie en années (*lifetime*, en vert), le rayon en rayons solaires (*solar radii*, en gris) et la masse en masses solaires ( $M_{sun}$ , en mauve) sont indiqués. La séquence principale (*main sequence*), les géantes (*giants*) et super-géantes (*supergiants*) ainsi que les naines blanches (*white dwarfs*) sont indiquées par des régions mises en évidence.

$10^7$  K), ou le cycle CNO (carbone, azote, oxygène) si ces éléments sont présents en quantité suffisante pour jouer un rôle de catalyseur (Forestini 1999, §10). On parle de l'âge zéro des étoiles

lorsque les étoiles rejoignent la séquence principale (ZAMS, *zero age main sequence*). D’après les modèles de structure stellaire, les étoiles de la séquence principale inférieure ( $< 1,1 M_{\odot}$ ) possèdent en surface une zone convective et celles de la séquence principale supérieure ( $> 1,1 M_{\odot}$ ) ont une zone radiative, qui permet d’évacuer l’énergie produite dans le cœur (Forestini 1999, §11). Par l’observation, on trouve les relations suivantes entre masse  $M$ , rayon  $R$  et luminosité  $L$  (Forestini 1999, §2) :

$$R \sim M^{\xi}, \quad \xi \approx 0,57 \text{ si } M < 1,1 M_{\odot} \text{ et } \xi \approx 0,80 \text{ sinon} \quad (1.3)$$

$$L \sim M^{\eta}, \quad \eta \approx 3,2 \text{ si } M < 1,1 M_{\odot} \text{ et } \eta \approx 3,9 \text{ sinon} \quad (1.4)$$

Si on suppose une émission de type corps noir de température efficace  $T_{eff}$ , on obtient alors :

$$L \sim T_{eff}^{\zeta}, \quad \zeta = \frac{4}{1 - 2\xi/\eta} \approx 6.5 \quad (1.5)$$

La séquence principale représente donc une droite dans un diagramme HR. Les étoiles peu massives ont une température moins élevée et sont situées en bas à droite de la séquence principale, alors que les plus massives sont en haut à gauche (Figure 1.4, gauche).

La description de l’évolution post-séquence principale est présentée plus en détail par Ostlie & Carroll (1995, §13) et je donne un résumé dans les deux paragraphes suivants. Les étoiles moins massives que  $\sim 8 M_{\odot}$  évoluent pour devenir des géantes rouges pour lesquelles la fusion de l’hydrogène a lieu en couche autour d’un cœur d’hélium. Lorsque le cœur atteint une température d’environ  $10^8$  K, la fusion de l’hélium en carbone s’enclenche, ce qui modifie peu à peu le cycle CNO. L’étoile possède alors un cœur enrichi en carbone et en oxygène. Les géantes rouges expulsent ensuite une grande partie de leur matière lors d’une phase de flashes de l’hélium, qui donne naissance à une nébuleuse planétaire (voir par exemple M 57, l’Anneau de la Lyre, dans la Figure 1.1, ligne 6, colonne 7). Il ne reste alors que le cœur compact, c’est à dire une naine blanche composée principalement de carbone et d’oxygène et qui va se refroidir progressivement (les naines blanches sont décrites plus en détail au §2.1.1).

Les étoiles plus massives que  $\sim 8 M_{\odot}$  évoluent en étoiles super-géantes (p.ex. Weidemann & Koester 1983). Les températures de cœur extrêmes rendent possible de nombreuses réactions nucléaires : la combustion du carbone ( $C \rightarrow Ne, Mg$ , vers  $4 \times 10^8$  K), de l’oxygène ( $O \rightarrow Si, S$ , vers  $1,5 \times 10^9$  K), puis du silicium ( $Si \rightarrow Fe$ , vers  $4 \times 10^9$  K). La structure de l’étoile est alors en oignon, chaque réaction ayant lieu dans différentes couches autour d’un cœur de fer. Lorsque les réactions manquent de matière pour la combustion, la pression de radiation devient inférieure à la pression due à la force gravitationnelle et l’étoile s’effondre. La température du cœur augmente encore et connaît une phase de photo-désintégration des atomes de fer (vers  $6 \times 10^9$  K). Cette prompt explosion libère énormément d’énergie et expulse une grande partie de la matière sous forme de supernova. Si la masse de l’étoile est dans l’intervalle  $8 < M < 25 M_{\odot}$  la matière dans le cœur peut se stabiliser sous forme d’étoile à neutrons (voir §2.1.2), mais pour  $M > 25 M_{\odot}$  aucune force connue ne peut contrer la gravité et il y a formation d’un trou noir (voir §2.1.3).

On peut estimer la durée de vie d'une étoile en considérant que le stade d'évolution principal est la combustion nucléaire de l'hydrogène en hélium, c'est à dire la période que passe l'étoile sur la séquence principale (le résumé présenté dans ce paragraphe est détaillé par Forestini 1999, §3). La quantité totale d'énergie libérée par la combustion nucléaire d'hydrogène est  $E_H \approx 6,35 \times 10^{14} \text{ J kg}^{-1}$ . Cette énergie est convertie en luminosité. Connaissant la luminosité absolue  $L$  d'une étoile, on peut en déduire la masse d'hydrogène  $\Delta M_H$  convertie chaque seconde en hélium par les réactions nucléaires :

$$\Delta M_H = \frac{L}{E_H} \quad (1.6)$$

Puis connaissant sa masse  $M$  et la fraction  $f$  qui va être consommée (pour le Soleil, on considère que 15% de l'hydrogène est consommé, sachant que l'hydrogène représente 70% de sa masse totale), on peut en déduire l'échelle de temps  $\tau$  correspondant à la durée de vie :

$$\tau = f E_H \frac{M}{L} \quad (1.7)$$

En utilisant la relation masse–luminosité (Équation 1.4) pour les étoiles de la séquence principale on obtient :

$$\tau \propto M^{-2.9} \quad (1.8)$$

Ainsi plus une étoile est massive, plus sa durée de vie est courte. Pour le Soleil la durée de vie estimée est d'environ  $\sim 10^{10}$  ans et pour une étoile de  $6 M_\odot$  elle tombe à  $\sim 10^8$  ans.

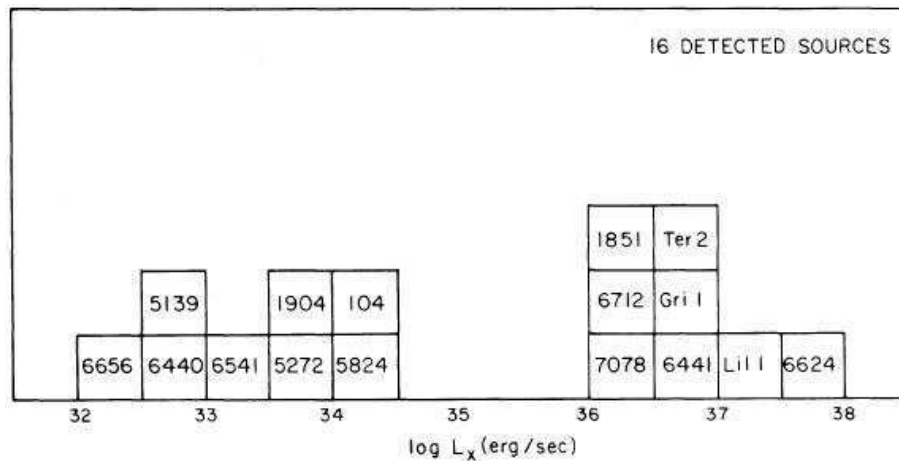
Dans un amas globulaire, les étoiles sont vieilles avec une faible métallicité (Harris 1996). Comme on peut le voir sur le diagramme HR de M 55 (Figure 1.4, droite), les étoiles plus massives que  $\sim 0.8 M_\odot$  ont déjà quitté la séquence principale et une grande partie est en train d'évoluer le long de la branche des géantes rouges, de la branche horizontale ou de la séquence de refroidissement des naines blanches. Les amas globulaires ont donc été le lieu d'une production importante d'objets compacts comme des naines blanches, des étoiles à neutrons et même des trous noirs (p.ex. Larson 1984, voir aussi le §2.1). Le coude, typique du diagramme HR des amas globulaires permet de déterminer l'âge des amas à partir de la théorie de l'évolution des étoiles (p.ex. Santos & Piatti 2004). On constate alors que toutes les étoiles sont situées sur une isochrone et ont donc approximativement le même âge.

Une catégorie d'étoiles est spécifique aux amas globulaires : les traînardes bleues (Figure 1.4, droite). Contrairement aux autres étoiles qui semblent synchronisées dans leur évolution (les étoiles quittent la séquence principale progressivement dans le temps, des plus massives aux moins massives), ces étoiles semblent rester sur la séquence principale. Cette population d'étoiles est particulièrement concentrée dans le cœur, où la densité est la plus grande (Dalessandro *et al.* 2007). Il semble que certaines traînardes bleues soient des objets exotiques formés par coalescence de deux étoiles lors de différents mécanismes de rencontre d'étoiles tardives (Stryker 1993 ; Rodgers & Roberts 1995).

### 1.1.3.3 Excès de sources X

À partir des observations du premier satellite X, Uhuru, lancé en décembre 1970, un excès de sources X a été détecté dans les amas globulaires par rapport au reste du ciel (Katz 1975). Le nombre de sources X variables par unité de masse dans les amas globulaires a été estimé à plus de cent fois supérieur par rapport aux autres régions de la Galaxie (Clark 1975). On compte aujourd'hui 13 sources brillantes ou transitoires qui sont des binaires X de faible masse avec étoile à neutrons (p.ex. Verbunt 2005, voir aussi le §2.5)

Avec les résultats de l'observatoire X Einstein, une deuxième classe de sources X, plus faibles, est détectée dans les amas globulaires ( $L_X < 10^{34.5}$  erg s<sup>-1</sup>, Hertz & Grindlay 1983). Les deux catégories semblent séparées par un déficit significatif (Figure 1.5). Il est alors proposé que ces sources X faibles pourraient être en majorité des binaires serrées contenant une naine blanche comme primaire, appelées variables cataclysmiques (voir §2.6).



**FIG. 1.5** – Sources X brillantes et faibles dans les amas globulaires détectées par l'observatoire Einstein (Hertz & Grindlay 1983).

Les observations du satellite X ROSAT (*Röntgen Satellite*) de 55 amas globulaires ont permis de préciser ce résultat avec une meilleure statistique (Verbunt 2001). De plus certaines associations avec des pulsars radio et des étoiles en binaires suggèrent que les sources X faibles sont composées de diverses populations d'objets astrophysiques (Verbunt 2001, voir aussi §2).

Avec les observatoires X de dernière génération XMM-Newton et Chandra, de nombreuses sources X faibles ont été détectées et identifiées dans les amas globulaires (p.ex. Gendre *et al.* 2003b,a ; Webb *et al.* 2004, 2006 ; Grindlay *et al.* 2001b ; Heinke *et al.* 2003b, 2005 ; Bassa *et al.* 2004 ; Cackett *et al.* 2006). Différents types d'objets sont identifiés, voir par exemple les revues de Webb & Barret (2005) et Verbunt (2005) : des binaires X de faible masse en quiescence (voir §2.5), des variables cataclysmiques (voir §2.6), des binaires à chromosphère active (voir §2.7), des pulsars milliseconde (voir §2.8), ou d'autres objets exotiques qui sont tous liés à la population de binaires serrées des amas (voir §2).

L'étude des amas globulaires en X a permis d'aborder différents thèmes de recherche (voir la

revue de Webb & Barret 2005). D'une part l'environnement relativement bien connu des amas globulaires (distance et absorption interstellaire bien contraintes grâce au grand nombre d'étoiles) permet de mieux contraindre les paramètres des sources X observées, comme la masse et le rayon des étoiles à neutrons (voir §2.1.2), ou la nature des variables cataclysmiques (Webb & Barret 2005). D'autre part, ces sources X sont particulièrement nombreuses dans les amas globulaires. Il semble donc que des mécanismes liés à l'extrême densité d'étoiles au cœur des amas globulaires jouent un rôle dans la production de sources X (voir §1.2.2.3). Enfin, ces sources X pourraient jouer un rôle dans l'évolution dynamique des amas globulaires car ce sont en général des binaires serrées qui peuvent libérer de l'énergie dans le cœur des amas (voir §1.2.4.1 et §2).

#### 1.1.3.4 Binaires dans les amas globulaires

La proportion de binaires dans le disque galactique est estimée à environ deux tiers des étoiles (Duquennoy & Mayor 1991). Il faut cependant noter que le nombre de binaires dans le disque galactique est estimé à partir des étoiles de type G (Duquennoy & Mayor 1991). Or les étoiles de type M semblent majoritaires et sont préférentiellement seules (Lada 2006). La fraction de binaires dans la Galaxie pourrait donc être beaucoup plus faible que ce que l'on pensait (Lada 2006).

La fraction de binaires dans les amas globulaires est moins bien connue. Il y a 30 ans, il n'y avait pratiquement aucune preuve de la présence de nombreux systèmes d'étoiles binaires dans les amas globulaires (p.ex. Gunn & Griffin 1979). Ceci est dû en partie à la forte densité d'étoiles qui rend les recherches de binaires plus difficiles et au fait que chaque technique apporte des biais dans la détection (p.ex. Hut *et al.* 1992). Cependant, les premières simulations numériques ont montré que la formation de binaires par effets dynamiques dans les amas est inévitable lors de l'évolution de l'amas (von Hoerner 1960).

On parle de binaires primordiales pour désigner les binaires qui n'ont pas été formées à cause de multiples rencontres entre étoiles. Seule l'évolution stellaire des membres de la binaire influence l'évolution de la binaire. Cette population de binaires primordiales a été en partie modifiée par l'évolution des amas globulaires (Hurley *et al.* 2007, voir aussi §1.2.4.1). Il semble que le taux de binaires soit bien conservé en moyenne et reste proche de la valeur initiale, sauf à la fin de vie de l'amas (Hurley *et al.* 2007). Cependant, dans les régions centrales de l'amas, une augmentation significative de la population de binaires est attendue par création dynamique (Hurley *et al.* 2007). Les binaires primordiales sont en général détruites si elles entrent dans le cœur de l'amas (Hurley *et al.* 2007), mais il est possible que ces binaires primordiales survivent dans le halo de l'amas globulaire (Davies 1997).

Le perfectionnement des méthodes de détection de binaires a permis de ré-estimer la population de binaires dans les amas globulaires. Je donne ici un résumé des techniques de détections de binaires à partir de Hut *et al.* (1992) et de références plus récentes :

- Pour détecter des binaires, il est possible de rechercher certaines **variables photométriques** (Mateo 1996). Par exemple, les variables à éclipses de courte période et les variables cata-

clysmiques sont reconnues comme des binaires sans ambiguïté et leur variabilité est caractéristique et bien connue (p.ex. Pringle & Wade 1985). La recherche d'éruptions de nova naine est en particulier un moyen de détecter des variables cataclysmiques (Pietrukowicz *et al.* 2008).

- Des recherches de **variables spectroscopiques** peuvent aussi permettre de détecter des binaires par la variation de leur vitesse radiale (p.ex. Côté *et al.* 1996 ; Sommariva *et al.* 2007).
- Dans le diagramme HR, les binaires de la séquence principale peuvent paraître deux fois plus lumineuses pour un type spectral donné. On parle de la **seconde séquence principale** (p.ex. Sollima *et al.* 2007 ; Milone *et al.* 2008).
- Les **trâinardes bleues** sont considérées comme des traceurs de la population de binaires dans les amas globulaires, car les mécanismes de formation de ces objets impliquent généralement la coalescence de deux étoiles en binaire (p.ex. Sollima *et al.* 2008).
- La détection de **sources X** dans les amas globulaires permet aussi une détection directe de binaires, car toutes les sources X de ces amas sont liées à la population de binaires (voir §1.1.3.3).

Malgré les différents sondages pour détecter des binaires dans les amas globulaires, les résultats sont toujours indécis et les biais difficiles à estimer. Certains auteurs concluent que la fraction de binaires actuelle est de l'ordre de 1% (p.ex. Davis *et al.* 2008) et d'autres entre 20 et 60% (p.ex. Sollima *et al.* 2007), similaire à celle du disque Galactique. Cette fraction estimée peut être aussi très différente d'un amas à l'autre (p.ex. Sollima *et al.* 2007). La fraction de binaires initiale est encore plus mal connue, car elle dépend des modèles d'évolution dynamique de l'amas qui participent à la création et à la destruction de binaires (Hurley *et al.* 2007).

### 1.1.3.5 Matière intra-amas

Une des propriétés observationnelles des amas globulaires est d'avoir peu de matière intra-amas, c'est à dire du gaz atomique ou moléculaire entre les étoiles (Knapp *et al.* 1973, 1996 ; Birkinshaw *et al.* 1983). Or cette matière pourrait provenir du nuage primordial qui a permis de former l'amas ou de la matière expulsée par les étoiles lors de leur évolution. Un amas globulaire typique contient  $\sim 10^3$  étoiles qui sont en train d'évoluer en géantes rouges. Chacune va perdre environ  $0,2 M_{\odot}$  avant de rejoindre la branche asymptotique des géantes, puis  $0,1 M_{\odot}$  pendant leur dernière phase d'évolution (Iben & Renzini 1983). Un amas globulaire devrait donc accumuler  $10^2$  à  $10^3 M_{\odot}$  de matière au cours de  $10^8$  ans (Tayler & Wood 1975).

Les observations (p.ex. Smith *et al.* 1976 ; Troland *et al.* 1978 ; Knapp *et al.* 1973, 1996 ; van Loon *et al.* 2006 ; Freire *et al.* 2001) conduisent à des limites faibles de quantité de gaz ( $< 1 M_{\odot}$ ). On note deux possibles exceptions, les amas globulaires M 56 (Birkinshaw *et al.* 1983) et NGC 2808 (Faulkner *et al.* 1991) qui pourraient contenir quelques centaines de masses solaires de gaz neutre. Un ou plusieurs mécanismes efficaces doivent donc exister pour expulser la matière intra-amas des amas globulaires (voir 1.2).



### 1.1.3.6 Métallicité

On constate que les étoiles des amas globulaires ont une faible métallicité (elles sont dites de population II) par rapport aux étoiles du disque galactique comme le Soleil (population I, Baade 1944). Comme l'évolution des étoiles enrichit métalliquement le milieu petit à petit, les étoiles de population II sont plus anciennes que les étoiles de population I. On suppose qu'il a existé une population III d'étoiles dépourvues de métaux, qui auraient été les premières étoiles à se former (p.ex. Tornatore *et al.* 2007). Par ailleurs, la distribution des amas globulaires en fonction de leur métallicité est généralement bimodale, avec des amas métalliquement plus faibles et d'autres plus riches (p.ex. Gebhardt & Kissler-Patig 1999).

Le degré de métallicité des étoiles d'un amas globulaire pourrait influencer son évolution. À cause d'une plus faible opacité du plasma, les étoiles à faible métallicité sont généralement plus chaudes et plus petites que les étoiles de population I (p.ex. de Mink *et al.* 2008). En particulier, dans le cas de binaires en interaction comme les binaires X et les variables cataclysmiques, cela peut conduire à des différences sur le moment où va commencer le transfert de masse, le taux de transfert et la durée du transfert (p.ex. Stehle *et al.* 1997).

### 1.1.3.7 Amas globulaires extragalactiques

L'observation d'amas globulaires extragalactiques donne accès à une plus grande statistique que les observations galactiques car le nombre d'amas est beaucoup plus grand (p.ex. Harris & Smith 1976 ; Barmby & Huchra 2001). Des observations combinées en X et dans le visible permettent de détecter les sources X les plus brillantes ( $> 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup>) liées à des amas globulaires extragalactiques (p.ex. Trudolyubov & Priedhorsky 2004 ; Jordán *et al.* 2004). Ces sources sont en général identifiées comme des binaires X de faible masse et sont en excès dans les amas par rapport au reste de la galaxie. Par exemple, pour la galaxie d'Andromède (M31), 40% des sources X brillantes sont situées dans des amas globulaires (Trudolyubov & Priedhorsky 2004). Un taux similaire est détecté pour la galaxie NGC 4472 (Kundu *et al.* 2002). Certaines sources X sont ultra-lumineuses et pourraient correspondre à plusieurs binaires X contenant des étoiles à neutrons, ou à une seule binaire X contenant un trou noir (voir §2.9).

Il semble que la métallicité des amas globulaires extragalactique soit corrélée avec le nombre de binaires X avec étoile à neutrons accrétante. Les amas métalliquement riches seraient en effet trois fois plus productifs que les amas métalliquement pauvres (Kundu *et al.* 2002, 2007).

## 1.2 Évolution des amas globulaires

Cette partie reprend les différentes étapes de l'évolution des amas globulaires, en décrivant les processus dynamiques fondamentaux. Il s'agit d'un résumé de la description plus détaillée qui peut être trouvée par exemple dans Meylan & Heggie (1997), Hut *et al.* (1992) et Benacquista (2006)

L'étude de l'évolution des amas globulaires est largement basée sur des simulations numériques (voir §1.3), dont les résultats sont comparés aux différentes observations.

### 1.2.1 Formation

#### 1.2.1.1 Effondrement d'un nuage de gaz moléculaire

D'après les observations, chaque amas globulaire possède des étoiles qui ont à peu près la même métallicité et le même âge (voir §1.1.3.2), indiquant qu'elles ont été formées à partir de la même matière et à la même époque. Le mécanisme proposé consiste donc en l'effondrement gravitationnel d'un vaste nuage de gaz moléculaire (Klessen *et al.* 2007).

Les amas globulaires sont les fossiles de la formation des premières structures stellaires (Larson 1996). Il est possible que les amas globulaires aient été les premières structures stellaires formées dans l'Univers, avant les galaxies (scénario ascendant, Peebles & Dicke 1968 ; Larson 1996). Ils pourraient aussi donner des indication sur les processus de fragmentation des systèmes stellaires (scénario descendant, Larson 1996). Enfin, il semble que des amas globulaires puissent se former ou s'échanger lors de rencontres entre galaxies (Larson 1996 ; Schweizer 2006).

#### 1.2.1.2 Formation d'étoiles

L'effondrement global de ce nuage conduit à de multiples effondrements locaux et à la formation de centaines de milliers d'étoiles (p.ex. Klessen *et al.* 2007). Cette première génération d'étoiles est alors caractérisée par une fonction de masse initiale. La fonction de masse initiale généralement admise est celle de Salpeter (Salpeter 1955 ; Scalo 1986) :

$$dN \propto m^{-\alpha} dm, \alpha \approx 2.3 \quad (1.9)$$

où  $dN$  est le nombre d'étoiles de masse  $m$  dans un intervalle infinitésimal de masse  $dm$ . Cependant, la fonction la plus utilisée est celle de Kroupa (2001), avec quatre  $\alpha$  différents pour quatre intervalles de masse différents.

Pour la majorité des amas globulaires, on pense qu'une seule génération d'étoiles a pu se former. Cependant, des observations suffisamment précises de certains amas globulaires massifs avec le Télescope Spatial Hubble ont permis de faire ressortir plusieurs branches dans leur séquence principale. C'est le cas d'Oméga du Centaure (Bedin *et al.* 2004), de NGC 2808 (Piotto *et al.* 2007) et quelques autres amas massifs (Piotto 2007). Ces résultats indiqueraient donc qu'il existe plusieurs générations d'étoiles, avec une abondance en hélium et en métaux croissante. En effet, avant chaque nouvelle génération, le milieu est enrichi par l'évolution rapide des étoiles les plus massives de la génération précédente (Piotto *et al.* 2007 ; D'Antona *et al.* 2005). Ces différentes générations seraient formées relativement rapidement, dans les premiers  $10^7$  ans (Piotto *et al.* 2007). Cette découverte ne remet donc pas en cause les processus suivants, qui se déroulent sur des échelles de temps plus longues.

### 1.2.1.3 Perte de masse

Les étoiles très massives ( $> 8 M_{\odot}$ ) évoluent très rapidement en supernova (voir §1.1.3.2). Ces ondes de chocs balayent l'amas, ce qui provoquerait l'expulsion de la majorité de leur matière intra-amas primordiale (Goodwin 1997). Les vents des étoiles massives et des géantes rouges sont aussi invoqués pour accélérer et expulser une partie de la matière intra-amas (p.ex. Roberts 1988). Il est d'ailleurs possible que ces événements violents soient responsables d'une déstabilisation de la structure stellaire et conduisent à une forte mortalité infantile des amas globulaires (Goodwin 1997).

Les amas globulaires ont aussi de violentes interactions avec le disque galactique qui conduisent à la perte de matière intra-amas, ce qui arrive environ tous les  $\sim 10^8$  ans (Odenkirchen *et al.* 1997). Ce mécanisme serait responsable de l'expulsion régulière de la matière produite en continue par l'évolution des étoiles au stade géante rouge et expliquerait en particulier le fait que peu de gaz est détecté dans les amas globulaires (voir §1.1.3.5).

Pour former de nouvelles étoiles, le gaz doit se rassembler et former des globules ayant une masse supérieure à la masse minimum nécessaire pour initier un effondrement spontané. Cette masse limite est appelée masse de Jean,  $M_J$  et peut s'exprimer en fonction de la température  $T$  et la densité de gaz  $\rho_0$  (Ostlie & Carroll 1995, §12) :

$$M_J \sim \left( \frac{5kT}{Gm_H} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{3}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.10)$$

Dans un milieu ténu comme le cœur des amas globulaires, la densité de gaz est  $< 100 \text{ cm}^{-3}$  et la température environ  $10^4 \text{ K}$  (Pfahl & Rappaport 2001). La masse de Jean est alors  $\sim 10^7 M_{\odot}$ , largement supérieure à la quantité de gaz disponible ( $< 1 M_{\odot}$ , voir §1.1.3.5). Ainsi, après l'expulsion de la matière intra-amas, la formation d'étoiles est impossible.

## 1.2.2 Évolution avant effondrement

### 1.2.2.1 Relaxation violente et échelles de temps

Après la formation d'étoiles dans un espace restreint, chaque étoile va attirer les autres et être attirée par l'action de la force de gravité de chaque étoile membre de l'amas. Il s'agit donc d'un système à  $N$  corps qui va évoluer dynamiquement. Dans ce genre de système, on peut définir un temps dynamique  $t_{dyn}$ , qui est le temps que met une étoile pour parcourir une distance caractéristique de l'amas globulaire (en général le rayon de demi-masse  $r_h$ ). Connaissant la vitesse  $v$  moyenne des étoiles dans l'amas, ce temps s'exprime de la façon suivante (Padmanabhan 2001, §10.3) :

$$t_{dyn} \sim \frac{2r_h}{v} \quad (1.11)$$

Du fait de la perte de masse, le système connaît une phase de relaxation violente qui est assez

rapide (quelques  $t_{dyn}$ , Meylan & Heggie 1997, §5.5). Cette phase peut être considérée comme non-collisionnelle à cette échelle de temps. Elle va conduire l'amas vers un profil de luminosité de King (voir §1.1.3.1).

Le système est alors en équilibre quasi-statique. L'évolution est déterminée par les interactions entre étoiles et les échelles de temps s'allongent (Meylan & Heggie 1997, §7). On peut alors estimer le temps de relaxation de l'amas, qui correspond au temps nécessaire pour que les interactions gravitationnelles entre les étoiles thermalisent la distribution de vitesses des étoiles. On peut démontrer que le temps de relaxation est lié au nombre d'étoiles  $N$  et au temps dynamique de l'amas (Padmanabhan 2001, §10.3) :

$$t_{relax} \sim \frac{0.1 N}{\ln(N)} t_{dyn} \quad (1.12)$$

Ce temps est une approximation de la moyenne du temps de relaxation sur tout l'amas. On peut aussi calculer un temps de relaxation local (Meylan & Heggie 1997, §7.1, pour plus de détails) et on utilise souvent le temps de relaxation au rayon de demi-masse ( $t_{rh}$ ).

Pour un amas globulaire typique avec  $N \approx 10^5$  et  $v \approx 10 \text{ km s}^{-1}$ , on obtient une échelle de temps dynamique de l'ordre de  $10^5$  ans et un temps de relaxation d'environ  $10^9$  ans, comparables aux valeurs estimées par l'observation dans le catalogue de Harris (1996). Le temps de relaxation est donc inférieur à l'âge estimé des amas globulaires ( $12,9 \pm 2,9 \times 10^9$  années, Carretta *et al.* 2000). Il est important de remarquer que pour une galaxie, la valeur de  $N$  est beaucoup plus grande et leur temps de relaxation est de ce fait beaucoup plus grand que leur âge, contrairement aux amas globulaires.

### 1.2.2.2 Équipartition de l'énergie et ségrégation de masse

Sur l'échelle de temps de relaxation, un phénomène d'équipartition de l'énergie apparaît, dû à la friction dynamique entre les étoiles (Meylan & Heggie 1997, §7.2). Après la relaxation violente, la distribution de vitesse des étoiles est indépendante de la masse des étoiles. Lors d'une rencontre entre deux étoiles, l'étoile la plus massive tend à céder de l'énergie cinétique et coule plus profondément dans le potentiel de l'amas. En même temps, l'étoile moins massive est accélérée et envoyée vers l'extérieur de l'amas (Meylan & Heggie 1997, §7.2).

On parle de ségrégation de masse car les étoiles sont alors réparties selon leur masse dans l'amas, les plus massives se trouvant vers le cœur. Il est important de remarquer que la masse moyenne des étoiles à ce stade de l'évolution est faible, de l'ordre de  $0,5 M_{\odot}$  (Benacquista 2006), car les étoiles les plus massives ont déjà évolué (voir §1.1.3.2). Ainsi les objets tels que les binaires, mais aussi les étoiles compactes résultant de l'évolution des étoiles comme les étoiles à neutrons et les naines blanches, doivent se retrouver préférentiellement dans le cœur de l'amas car ces systèmes sont en moyenne plus massifs (p.ex. Benacquista 2006).

### 1.2.2.3 Collisions entre étoiles

Avec des hypothèses simples, on peut estimer un taux de rencontre  $\Gamma$  dans le cœur d'un amas. La méthode la plus directe serait de prendre la densité d'étoiles  $\rho$ , la dispersion de vitesse des étoiles  $v$  et la section efficace de rencontre, puis d'intégrer sur tout l'amas le taux de rencontre local (p.ex. Verbunt 2003). En se limitant à une relation de proportionnalité, on obtient :

$$\Gamma \propto \int_0^{r_h} \frac{\rho^2}{v} 4\pi r^2 dr \propto \frac{\rho_0^2 r_c^3}{v_0} \quad (1.13)$$

où l'indice zéro indique des valeurs centrales. Si on suppose le cas d'un système virialisé (à l'équilibre dynamique, l'énergie cinétique est égale à l'opposé de la moitié de l'énergie potentielle), le taux de rencontre se simplifie car  $v_0 \propto \sqrt{\rho_0} r_c$  (p.ex. Benacquista 2006) :

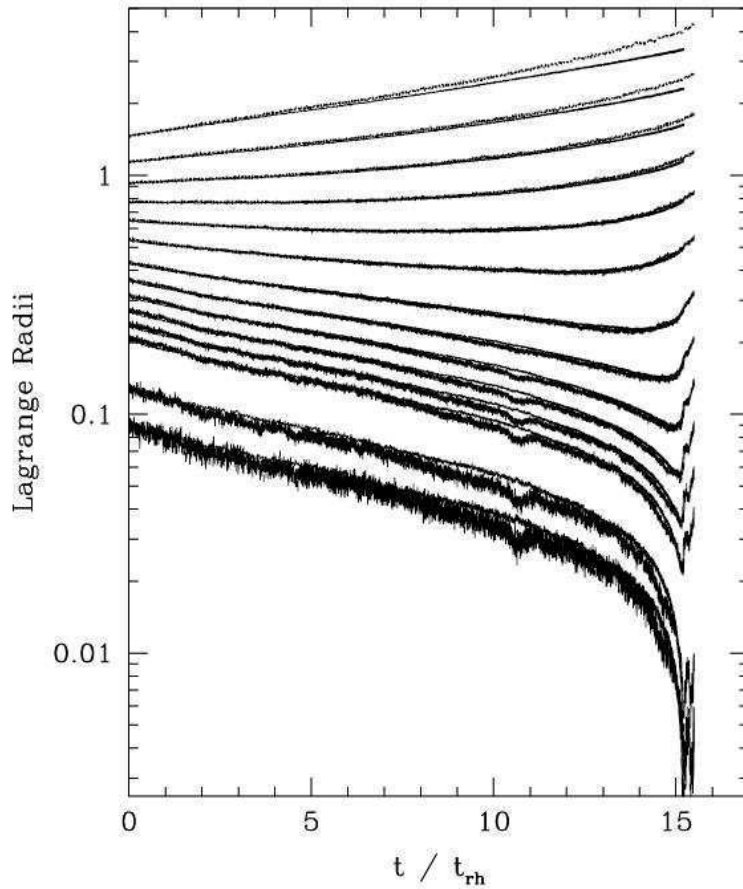
$$\Gamma \propto \rho_0^{1,5} r_c^2 \quad (1.14)$$

Le taux de rencontre actuel dans un amas globulaire présente une corrélation avec le nombre de sources X brillantes observées dans cet amas et qui sont identifiées comme des binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons qui accrète de la matière (Verbunt & Hut 1987, voir aussi le §2 pour une description des ces objets). De plus, le nombre d'étoiles à neutrons en binaire X de faible masse en quiescence montre une corrélation avec ce taux de rencontre (Gendre *et al.* 2003a, voir aussi la Figure 2.6), ainsi que le nombre global de sources X faibles des amas globulaires (Pooley *et al.* 2003 ; Pooley & Hut 2006). Il semble donc que la présence de nombreuses sources X dans les amas globulaires (§1.1.3.3) soit directement liée aux interactions dynamiques qui ont lieu au cœur. Leur étude est donc intimement liée à l'étude de la dynamique des amas globulaires.

### 1.2.2.4 Effondrement

Sans source d'énergie centrale (voir §1.2.4), un amas globulaire va connaître ce que l'on appelle un effondrement du cœur (Hénon 1961, 1965). La densité centrale augmente et tend vers l'infini, alors que le rayon de cœur tend vers zéro. Un exemple d'effondrement est présenté pour une simulation sur la Figure 1.6. L'effondrement intervient au bout de  $\sim 15 t_{relax}$  dans cette simulation qui ne tient pas compte de sources d'énergie centrale (Joshi *et al.* 2000).

Le profil de luminosité n'est alors plus bien ajusté par un modèle de King (1962). Parmi les amas Galactiques observés, 20% présentent un profil piqué et une concentration extrême (Harris 1996) ce qui traduit un effondrement de cœur (p.ex. Djorgovski *et al.* 1986).



**FIG. 1.6** – Simulation de l’effondrement du cœur d’un amas globulaire. Chaque ligne représente un rayon qui définit une sphère contenant 0,35, 1, 3,5, 5, 7, 10, 14, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80% de la masse totale de l’amas (de bas en haut). Cette simulation ne tient pas compte de sources d’énergie centrales. (Joshi *et al.* 2000)

### 1.2.3 Évolution après effondrement

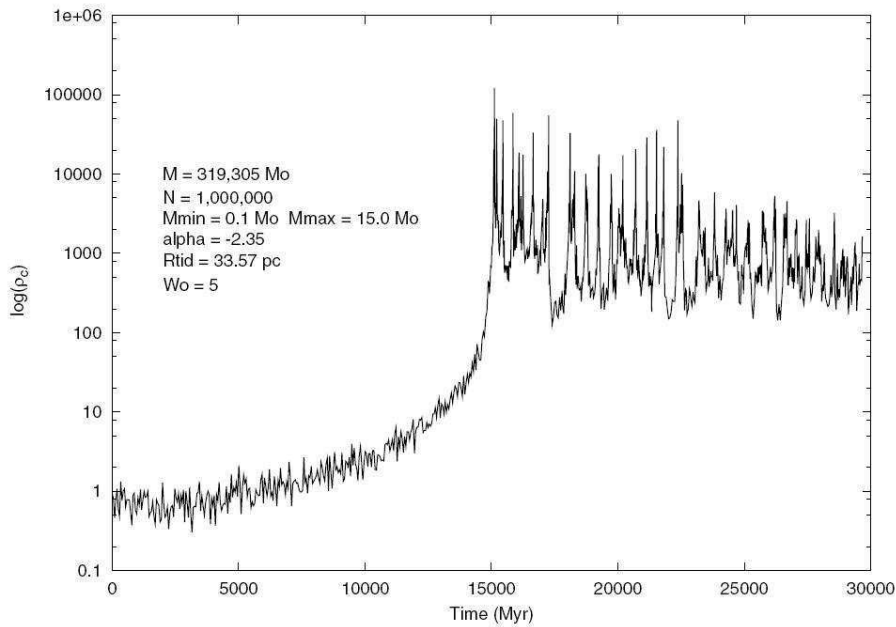
#### 1.2.3.1 Théorie de l’évaporation

Lorsque l’amas est relaxé, la distribution de vitesse des étoiles est thermalisée et correspond approximativement à une maxwellienne (p.ex. Benacquista 2006). À ce stade, les étoiles qui ont une vitesse supérieure à la vitesse de libération de l’amas vont s’échapper. La distribution maxwellienne de vitesses va donc être tronquée et un certain pourcentage d’étoiles va sortir du système. Ces étoiles sont majoritairement des étoiles peu massives à cause de la ségrégation de masse (voir §1.2.2.2).

On peut estimer le pourcentage de masse perdu au cours d’une période de l’ordre du temps de relaxation et en déduire une durée de vie de l’amas  $t_{evap} \approx 136 t_{relax}$  (Padmanabhan 2001, §10.3). Cependant les nombreuses interactions avec le disque Galactique vont diminuer d’un facteur 10 cette durée de vie en provoquant une déstabilisation de l’amas et une perte de masse (p.ex. Meylan & Heggie 1997, §7.4).

### 1.2.3.2 Instabilité gravo-thermique

L'effondrement du cœur serait en fait une manifestation de l'instabilité gravo-thermique (Lynden-Bell & Wood 1968 ; Lynden-Bell & Eggleton 1980). Les systèmes auto-gravitants ont en effet une chaleur spécifique négative. Si un échange de chaleur intervient entre deux systèmes, le plus chaud devient encore plus chaud et le plus froid encore plus froid (Lynden-Bell & Wood 1968 ; Lynden-Bell & Eggleton 1980). L'évolution ne tend donc pas vers un équilibre. Cette instabilité conduit à une succession d'effondrements du cœur et de ré-expansions de l'amas, que l'on qualifie d'oscillations gravo-thermiques (Bettwieser & Sugimoto 1984). Ces oscillations sont reproduites par les simulations (voir Figure 1.7 Giersz 2006). Ce phénomène d'oscillations gravo-thermiques devient très complexe dans le cas réel où les étoiles ont des masses différentes et la durée de vie est alors réduite à quelques fois le temps de relaxation (Meylan & Heggie 1997, §9.1).



**FIG. 1.7** – Évolution de la densité centrale d'un amas globulaire simulé montrant des oscillations gravo-thermiques. (Giersz 2006)

La durée de vie estimée semble donc en général inférieure à l'âge observé des amas globulaires (voir §1.1.3). En fait, il est nécessaire de tenir compte de différentes sources d'énergie centrales (voir §1.2.4) qui s'opposent à l'effondrement gravitationnel de l'amas et peuvent retarder sa dissolution dans le halo galactique (p.ex. Hut *et al.* 1992).

### 1.2.4 Sources d'énergie centrales

Des phénomènes supplémentaires doivent être pris en compte car ils jouent le rôle de source d'énergie interne et modifient l'évolution dynamique des amas. La perte de masse des étoiles au cours de leur évolution ne doit pas être négligée et les simulations tiennent compte maintenant de ce paramètre d'évolution stellaire. Il est aussi possible qu'un trou noir central soit présent et contribue

indirectement au réchauffement du cœur. Cependant, seuls certains amas globulaires sont suspectés de contenir un tel trou noir (Gerssen *et al.* 2002 ; Gebhardt *et al.* 2005 ; Noyola *et al.* 2008). Enfin, le phénomène le plus direct sont les rencontres avec des binaires serrées qui semblent jouer un rôle significatif dans l'évolution de l'amas.

#### 1.2.4.1 Rôle des systèmes d'étoiles binaires serrés

La présence de binaires serrées lors de rencontres entre étoiles entraîne des effets non négligeables sur la dynamique des amas globulaires (Heggie 1975 ; Hut 1983 ; Hut *et al.* 1992).

Une binaire possède une énergie de liaison relative  $x$  que l'on peut définir par (Heggie 1975) :

$$x = \frac{m_1 m_2}{2a} \quad (1.15)$$

où  $a$  est le demi grand-axe de la binaire et  $m_1$  et  $m_2$  les masses des deux composantes de la binaire. On définit ensuite une quantité locale  $\beta$  de manière à ce que l'énergie cinétique moyenne locale des particules soit (Heggie 1975) :

$$Ec = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{3}{2} kT = \frac{3}{2} \beta^{-1} \quad (1.16)$$

où  $m$  est la masse moyenne,  $v$  la vitesse moyenne,  $T$  la température moyenne (en faisant l'analogie avec un gaz) des particules localement. Dans le cas où l'énergie de liaison est faible ( $x\beta < 1 kT$ ), on dit que la binaire est large et au contraire, si  $x\beta > 1 kT$ , la binaire est dite serrée (Heggie 1975).

Lors de rencontres avec des étoiles simples, une binaire large va être rapidement dissociée (p.ex. Heggie 1975). Par contre une binaire serrée a tendance à se resserrer, en transmettant l'excès d'énergie cinétique aux étoiles rencontrées (p.ex. Hut *et al.* 1992). Les étoiles rencontrées sont accélérées, ce qui a pour conséquence de réchauffer le cœur de l'amas. Lorsqu'une binaire serrée se resserre, ses interactions deviennent moins fréquentes et plus violentes et le taux net de réchauffement moyen est constant :  $\sim 0,3 kT t_r^{-1}$  (Hut *et al.* 1992).

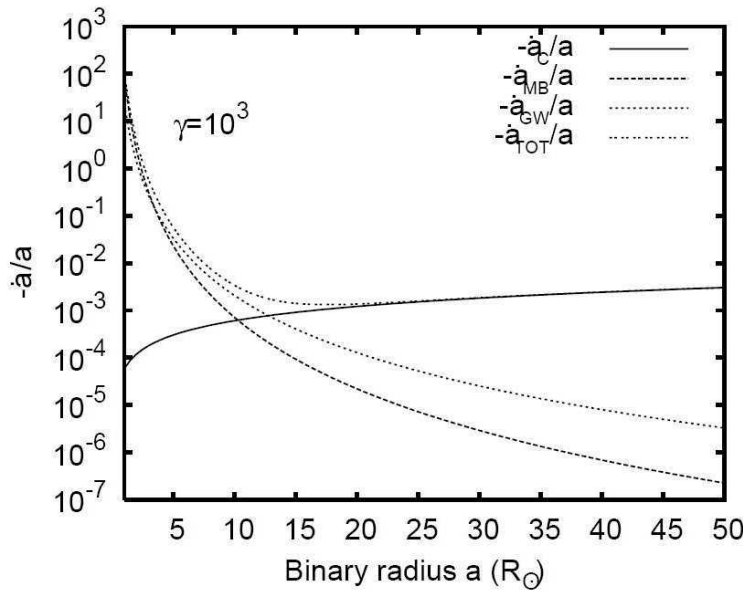
Cet effet pourrait participer au retardement de l'effondrement de l'amas, qui reste inévitable (p.ex. Baumgardt *et al.* 2002). Ainsi une étape de dégradation des binaires fait partie de l'évolution des amas globulaires et pourrait dominer l'échelle de temps de l'effondrement du cœur (p.ex. Baumgardt *et al.* 2002), dont la durée est certainement liée au nombre de binaires serrées qui se trouvent dans le cœur. Il est donc important d'estimer ce taux de binaires, qui est encore mal connu (voir §1.1.3.4).

D'après des simulations, il semble que le taux de binaires primordiales soit bien préservé en dehors du rayon de demi-masse et que, dans le cœur, le nombre de binaires dissociées soit largement compensé par la création de binaires plus serrées et la migration de binaires par ségrégation de masse (Hurley *et al.* 2007). La densité de binaire dans le cœur est donc particulièrement importante, d'autant plus que la densité d'étoiles est grande (Hurley *et al.* 2007).

Différents mécanismes permettent de resserrer une binaire de demi grand-axe  $a$ . Banerjee &



Ghosh (2006) ont estimé la contribution de chaque mécanisme en estimant la valeur du taux de resserrage  $-\dot{a}/a$  dans le cas d'une binaire contenant une étoile à neutrons et une étoile tardive de la séquence principale (voir la Figure 1.8). Les mécanismes dominants sont le freinage magnétique, l'émission d'ondes gravitationnelles et les rencontres. Comme on peut le voir sur la Figure 1.8, les rencontres sont le principal mécanisme pour resserrer une binaire dont le demi grand-axe est relativement grand (Banerjee & Ghosh 2006). Dans un amas globulaire, ce mécanisme permet donc de former plus rapidement que dans le disque galactique et donc plus souvent, des binaires qui vont entrer en contact. Dans le cas où la binaire contient une étoile compacte, il peut alors y avoir accréation de matière et émission de rayons X (voir §2). Les sources X sont donc des traceurs de la population de binaires serrées.



**FIG. 1.8** – Taux de resserrage d'une binaire pour différents mécanismes. Les mécanismes représentés sont les rencontres entre étoiles (C), le freinage magnétique (MB) et l'émission d'ondes gravitationnelles (GW). Le taux total est aussi indiqué (TOT). Dans cet exemple, les masses des objets sont  $m_1 = 1,4 M_\odot$  et  $m_2 = 0,6 M_\odot$ .  $\gamma$  est un indicateur du taux de rencontre normalisé arbitrairement. (Banerjee & Ghosh 2006)

#### 1.2.4.2 Perte de masse

La perte de masse des étoiles au cours de leur évolution et la perte d'étoiles qui s'échappent conduisent à un réchauffement indirect de l'amas (p.ex. Hut *et al.* 1992). Cette perte de masse peut être considérée comme instantanée par rapport au temps de relaxation de l'amas. Globalement, ces mécanismes entraînent une diminution de l'énergie cinétique. Après cette perte de masse, le système se rééquilibre et, au final, l'énergie potentielle de l'amas aura plus diminué que l'énergie cinétique (p.ex. Hut *et al.* 1992). L'amas aura donc été réchauffé. Cet effet est cependant moins important que le réchauffement provoqué par les binaires (p.ex. Hut *et al.* 1992).

#### 1.2.4.3 Trou noir central

L'effet de réchauffement par un trou noir central est aussi un mécanisme indirect (p.ex. Hut *et al.* 1992). Les étoiles capturées par le trou noir sont en effet préférentiellement au cœur de l'amas et transportent une certaine énergie cinétique. Leur capture a donc tendance à augmenter la température relative de la population stellaire restante (p.ex. Hut *et al.* 1992).

### 1.3 Méthodes de simulation de l'évolution

L'évolution d'un amas globulaire est dominée par les interactions gravitationnelles entre les étoiles de l'amas (p.ex. Benacquista 2006). La structure générale de l'amas et la dynamique de la plupart des étoiles sont donc déterminées par un système d'équations de la dynamique gravitationnelle pour  $N$  corps. La résolution de ce système nécessite cependant le recours aux simulations numériques, qui sont d'autant plus lourdes que  $N$  est grand, comme c'est le cas pour les amas globulaires.

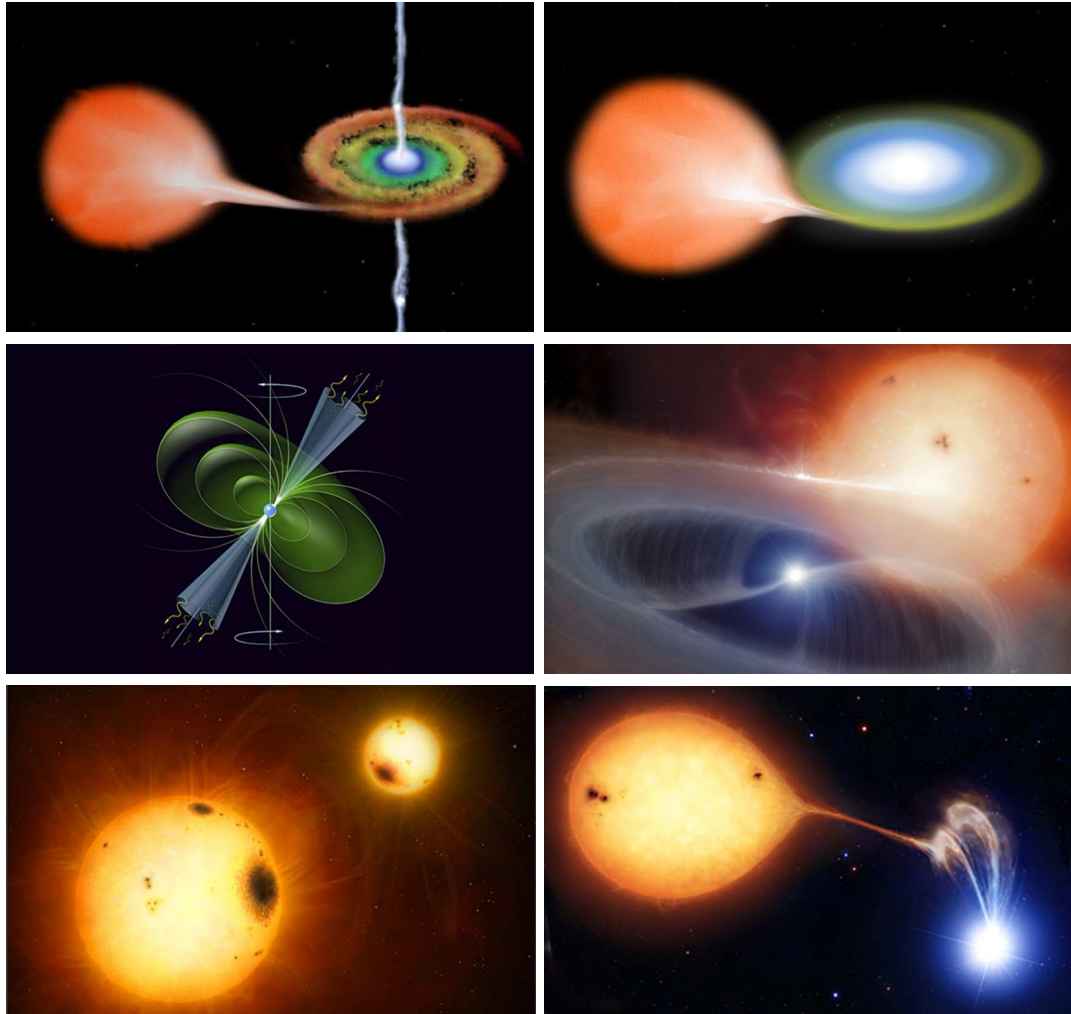
Les échelles de temps de l'évolution stellaire (voir 1.1.3.2) sont comparables au temps de relaxation et de vie des amas globulaires (voir 1.2.2). L'évolution stellaire affecte donc les masses des étoiles, ce qui modifie l'état dynamique de l'amas. L'évolution dynamique de l'amas et l'évolution stellaire sont donc couplées (p.ex. Benacquista 2006). De plus, la présence et l'évolution des binaires est un phénomène important lorsque l'on souhaite étudier l'évolution des amas globulaires (voir 1.2.4). Un effort important est donc fourni pour simuler l'évolution dynamique des amas, mais aussi l'évolution propre des étoiles et les interactions complexes entre étoiles et avec des binaires (p.ex. le projet MODEST, *MOdelling DENSE STellar systems*, Hut *et al.* 2003 ; Sills *et al.* 2003 ; Davies *et al.* 2006).

L'approche générale est de résoudre le problème à  $N$  corps, puis d'introduire, lorsque cela est nécessaire, l'évolution des étoiles et des binaires afin de modifier les interactions à  $N$  corps (p.ex. Benacquista 2006). Il y a deux approches fondamentales : l'intégration directe des équations du mouvement pour  $N$  corps (p.ex. Heggie & Hut 2003 ; Aarseth 1999 ; Portegies Zwart *et al.* 2008 ; Makino 2005) et l'utilisation de l'équation de Fokker-Planck (p.ex. Hénon 1961, 1965 ; Cohn 1979 ; Joshi *et al.* 2000 ; Giersz & Heggie 2007) couplée, par exemple, avec un traitement Monte-Carlo pour les binaires (voir Heggie *et al.* 1998, pour une comparaison de ces techniques). Une autre approche plus théorique est l'utilisation d'un modèle gazeux (p.ex. Heggie *et al.* 1998) qui a permis entre autre de comprendre la nature physique de l'effondrement gravo-thermique (Lynden-Bell & Eggleton 1980) et des oscillations gravo-thermiques (Bettwieser & Sugimoto 1984, voir aussi §1.2.3).



## Chapitre 2

### Sources X dans les amas globulaires



**FIG. 2.1** – Vues d’artiste des systèmes attendus dans les amas globulaires. Sur la gauche de haut en bas : une binaire X de faible masse avec étoile à neutrons, un pulsar et une binaire active. Sur la droite de haut en bas : une variable cataclysmique non-magnétique, une polaire intermédiaire et une polaire. (Mark A. Garlick, [www.space-art.co.uk](http://www.space-art.co.uk))

Le rayonnement X est particulièrement énergétique ( $kT \sim 0,1 - 100$  keV). Pour produire un tel rayonnement on fait donc en général intervenir un fort champ gravitationnel (autour d'étoiles compactes, comme les binaires X – §2.5 – et les variables cataclysmiques – §2.6 –), un champ magnétique particulièrement fort (étoiles ou binaires à chromosphère active, §2.7), ou les deux (pulsars, §2.8). Pour chaque objet, différentes caractéristiques observationnelles sont attendues, ce qui peut permettre l'identification des sources par des observations multi-longueurs d'onde.

## 2.1 Étoiles compactes

### 2.1.1 Naine blanche

Une naine blanche est le résidu d'une étoile de masse inférieure à  $\sim 8 M_{\odot}$  en fin d'évolution (voir §1.1.3.2). Une naine blanche est un astre dégénéré, qui ne peut se maintenir que grâce à des effets quantiques (p.ex. Koester & Chanmugam 1990). Lors de l'effondrement de l'astre progéniteur, la densité de matière augmente jusqu'à ce qu'une force s'oppose à la gravité. Dans le cas des naines blanches, c'est la pression de dégénérescence des fermions qui stoppe l'effondrement (p.ex. Koester & Chanmugam 1990). En effet, le principe d'exclusion de Pauli, qui stipule que deux fermions ne peuvent coexister dans deux états quantiques identiques, empêche les électrons d'occuper un même niveau d'énergie avec un spin identique. Une fois les électrons répartis au plus près du noyau, l'effondrement gravitationnel est stoppé par la pression de dégénérescence des électrons. Chandrasekhar (1931) a montré que les naines blanches ne peuvent pas dépasser une certaine masse. Au-delà de la masse de Chandrasekhar ( $\sim 1.38 M_{\odot}$ ), la gravitation prend le dessus sur la pression de dégénérescence des électrons et la naine blanche s'effondre (p.ex. Glendenning 2000).

La masse moyenne des naines blanches est de  $0,6 M_{\odot}$ , pour un diamètre équivalent à celui de la Terre (p.ex. Koester & Chanmugam 1990). Une naine blanche est constituée d'un cœur d'oxygène et de carbone dégénéré, entouré d'une enveloppe d'hélium et, dans la plupart des cas, d'une atmosphère d'hydrogène (p.ex. Koester & Chanmugam 1990). Le rayonnement des naines blanches est dû à la chaleur accumulée lors de leur formation (p.ex. Koester & Chanmugam 1990). Ensuite, ces astres se refroidissent et leur luminosité diminue progressivement. On observe une séquence de refroidissement des naines blanches dans le diagramme HR (voir §1.1.3.2).

### 2.1.2 Étoile à neutrons

Une étoile à neutrons est en général le résidu d'une étoile de masse comprise environ entre 8 et  $25 M_{\odot}$  en fin d'évolution, après un phénomène de supernova (voir §1.1.3.2). La pression de dégénérescence des électrons est, dans ce cas, insuffisante pour s'opposer à l'effondrement gravitationnel (voir §2.1.1). Les électrons se combinent avec les protons pour donner des neutrons et c'est la pression de dégénérescence des neutrons qui stoppe l'effondrement (p.ex. Weber *et al.*

2007).

La masse d'une étoile à neutrons est environ de 1 à 3  $M_{\odot}$  et le diamètre de l'ordre de 10 km (p.ex. Weber *et al.* 2007). Au-delà de 3  $M_{\odot}$ , l'étoile à neutrons est instable et s'effondre (Tanaka 2000). L'intérieur des étoiles à neutrons est encore peu connu et de nombreuses équations d'état sont proposées (p.ex. Weber *et al.* 2007). Plus de détails sur ces modèles peuvent être trouvés dans Weber *et al.* (2007). L'obtention de la masse et du rayon d'étoiles à neutrons permet de contraindre les modèles proposés (voir Figure 2.2). Les observations de pulsars permettent aussi de mieux comprendre l'intérieur des étoiles à neutrons (Bogdanov *et al.* 2007).

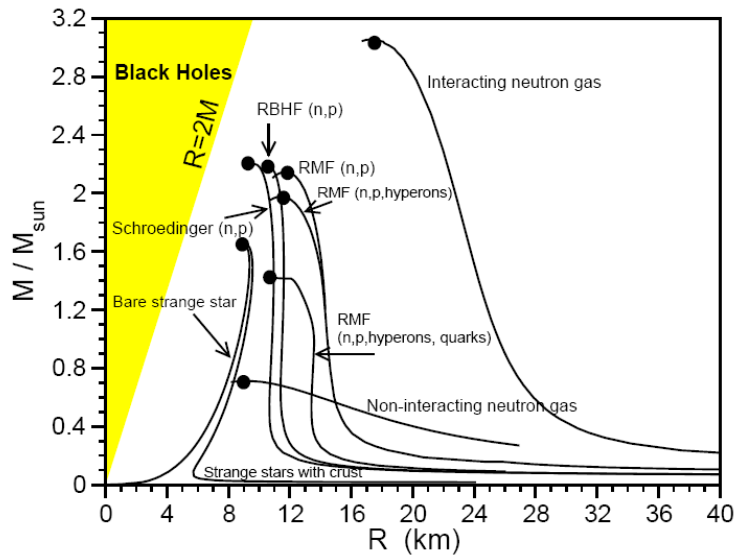


FIG. 2.2 – Diagramme masse–rayon pour différents modèles d'étoiles à neutrons. (Weber *et al.* 2007)

### 2.1.3 Trou noir stellaire

Pour les étoiles plus massives que  $\sim 25 M_{\odot}$ , l'effondrement du cœur de l'étoile en fin d'évolution ne peut être stoppé par aucune force connue et il y a formation d'un trou noir (voir §1.1.3.2).

L'existence théorique de ces objets a été montré par Schwarzschild (1916) à partir des équations de la relativité générale. Un trou noir stellaire de Schwarzschild possède une masse  $M$  donnée supérieure à  $\sim 3 M_{\odot}$ , concentrée en un point appelé singularité gravitationnelle. Cette masse permet de définir une sphère appelée horizon du trou noir, centrée sur la singularité et dont le rayon est une limite maximale en deçà duquel le trou noir empêche tout rayonnement de s'échapper. Il existe d'autres descriptions de trou noir selon que l'on considère un trou noir en rotation avec un moment angulaire  $J$  (trou noir de Kerr, Kerr 1963), ou un trou noir en rotation et avec une charge électrique  $Q$  (trou noir de Kerr-Newman, Newman *et al.* 1965).

On compte environ 20 trous noirs ou candidat trous noirs (sous forme de binaire X, voir §2.5) dans la Voie Lactée (Bird *et al.* 2007 ; Tanaka 2000). Les trous noirs semblent être rares dans les amas globulaires (voir §2.9).

## 2.2 Luminosité d'accrétion

Une des sources de rayons X les plus importantes provient de l'énergie gravitationnelle de matière en chute libre, lors d'un processus d'accrétion de matière. La luminosité d'accrétion  $L_{acc}$  est proportionnelle à la compacité de l'objet sur lequel la matière est accrétée, c'est à dire le rapport de la masse  $M$  sur le rayon  $R$ , ainsi qu'au taux de matière accrété  $\dot{M}$  (Frank *et al.* 2002) :

$$L_{acc} = \eta \frac{GM\dot{M}}{R}$$

$G$  est la constante gravitationnelle et  $\eta$  l'efficacité de conversion de l'énergie gravitationnelle en rayonnement ( $\sim 0,1 - 0,2$ , Frank *et al.* 2002). Pour une étoile à neutrons de masse  $M \sim 1 M_{\odot}$  et de rayon  $R \sim 10$  km, si on considère un taux d'accrétion moyen  $\dot{M}_{16} \sim 10^{16} \text{ g s}^{-1} \sim 1,5 \times 10^{-10} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ , la luminosité d'accrétion est de l'ordre de  $L_{acc} \sim 1,3 \times 10^{36} \eta \text{ erg s}^{-1}$ . Pour une naine blanche de masse  $M \sim 0,5 M_{\odot}$  et de rayon  $R \sim 10^4$  km (Warner 1996, §2), la luminosité d'accrétion est de l'ordre de  $L_{acc} \sim 2,6 \times 10^{32} \eta \text{ erg s}^{-1}$

La luminosité d'accrétion ne peut en principe pas dépasser la luminosité d'Eddington, qui est la luminosité pour laquelle la pression de radiation devient plus grande que la force de gravitation d'un objet de masse  $M$  à l'équilibre hydrostatique. Dans cette situation, l'accrétion (supposée sphérique) est stoppée. Sa valeur est (p.ex. Frank *et al.* 2002) :

$$L_{Edd} \sim 1,3 \times 10^{38} \left( \frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{ erg s}^{-1}$$

Pour une étoile à neutrons (masse maximale de  $\sim 3 M_{\odot}$ , voir §2.1.2), la luminosité d'Eddington est donc au maximum d'environ  $\sim 4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Une naine blanche ne peut pas dépasser la masse limite de Chandrasekhar (voir §2.1.1) pour laquelle la luminosité d'Eddington est alors d'environ  $\sim 1,8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ .

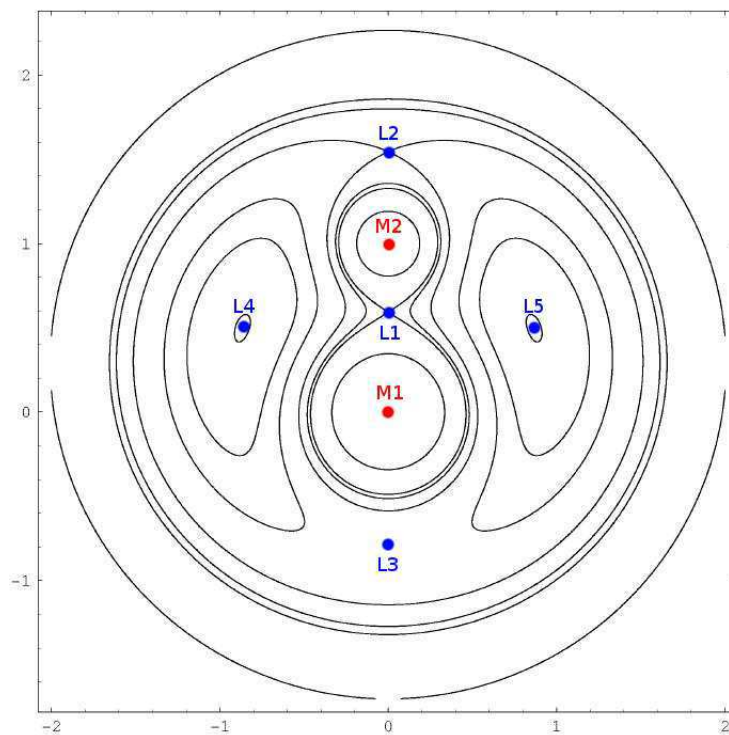
La température de radiation  $T_{rad}$  est dans l'intervalle suivant (Frank *et al.* 2002) :

$$T_b = \left( \frac{L_{acc}}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} < T_{rad} < T_{th} = \frac{GMm_p}{3kR}$$

où  $T_b$  est la température d'un corps noir (flot d'accrétion optiquement épais) et  $T_{th}$  la température lorsque l'énergie gravitationnelle est convertie directement en rayonnement (flot d'accrétion optiquement fin).  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $k$  la constante de Boltzmann et  $m_p$  la masse du proton. Dans le cas d'une étoile à neutrons, la température de radiation est dans l'intervalle  $10^7 - 10^{11}$  K et l'énergie d'émission dans l'intervalle  $1 - 10^4$  keV, soit le domaine des rayons X et gamma. Pour une naine blanche, les intervalles sont  $10^6 - 10^8$  K et  $0,1 - 20$  keV, soit le domaine des rayons X.

## 2.3 Géométrie de Roche

On observe l'accrétion de matière dans les binaires serrées où l'étoile compacte (la primaire) accrète de la matière d'une étoile compagnon (la secondaire). Les équipotentielles dans le plan orbital de la binaire en rotation composée de deux objets de masses  $M_1$  et  $M_2$  sont représentées sur la Figure 2.3. Ces surfaces permettent de définir les points de Lagrange (où les champs de gravité des deux corps se combinent de manière à fournir un point d'équilibre) et les lobes de Roche (la surface équipotentielle qui passe par le point de Lagrange  $L_1$ ) où les forces s'annulent. Les points de Lagrange sont des points d'équilibre instables (les points  $L_1$ ,  $L_2$  et  $L_3$  sont stables dans la direction perpendiculaire à l'axe  $M_1$ – $M_2$ , mais instables dans la direction parallèle).



**FIG. 2.3** – Section des surfaces équipotentielles dans le plan orbital d'une binaire ( $M_1$  et  $M_2$ ). Le lobe de Roche est la surface équipotentielle qui passe par le point de Lagrange  $L_1$ . Les autres points de Lagrange sont indiqués.

## 2.4 Disque d'accrétion

Lors de l'accrétion dans une binaire, le flux de matière est transmis avec un moment angulaire à cause de la rotation du système et il y a formation d'un disque d'accrétion (p.ex. Frank *et al.* 2002). La matière orbite autour de l'étoile compacte et va progressivement perdre du moment angulaire à cause des forces de viscosité, pour finalement tomber sur l'étoile compacte (p.ex. Frank *et al.* 2002). Environ la moitié de la luminosité d'accrétion va être rayonnée dans le disque et

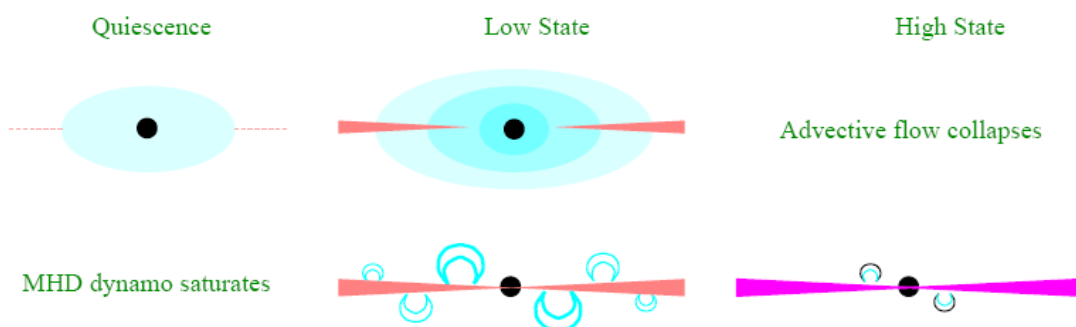


l'autre moitié lors de la chute finale sur l'étoile compacte (p.ex. Frank *et al.* 2002). Les disques d'accrétion sont des objets astrophysiques complexes dont la description est encore incomplète et pour lesquelles différents modèles et géométries sont proposés (voir §2.5 et §2.6).

## 2.5 Binaires X

Les binaires X sont constituées d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir qui accrète de la matière provenant d'une étoile compagne (étoile de la séquence principale, en évolution, ou une naine blanche). Dans le cas des amas globulaires, ce compagne est forcément une étoile vieille et donc peu massive (voir §1.1.3.2). De plus, aucun trou noir n'a été confirmé dans les amas globulaires galactiques (voir §2.9). Je parlerai donc principalement dans cette thèse de binaires X de faible masse avec étoile à neutrons. Les binaires X de forte masse de la Galaxie sont décrites par exemple par Lutovinov *et al.* (2008).

Les binaires X de faible masse peuvent être de différents types selon l'intensité du taux d'accrétion et le champ magnétique de l'étoile à neutrons (sources de type atoll ou Z, Done 2002 ; van der Klis 1994). De plus, elle peuvent être observée dans différents états : bas/dur, haut/mou, ou en quiescence (p.ex. Done 2002 ; van der Klis 1994, voir aussi la Figure 2.4). Ces sources sont souvent transitoires et peuvent changer d'état. Elles peuvent présenter des éruptions caractéristiques ainsi que parfois des oscillations quasi-périodiques (tous ces points sont abordés dans la revue de Lewin *et al.* 1993). Je décris ici brièvement les binaires X accrétantes, puis les binaires X en quiescence qui sont des objets attendus et observés dans les amas globulaires (Verbunt 2005).



**FIG. 2.4** – Différents modèles proposés pour les états observés des binaires X de faible masse. De gauche à droite, les états quiescent, bas/dur et haut/mou sont présentés. La première ligne correspond à des modèles de disque d'accrétion advectifs (Narayan *et al.* 1998, p.ex.), avec une couronne d'électrons thermiques (bleu) et la deuxième ligne correspond à un disque d'accrétion (p.ex. Shakura & Syunyaev 1973) avec création d'électrons thermiques (en bleu) et non thermiques (en noir) par reconnexion magnétique (l'hydrogène ionisé produisant un champ magnétique). Dans l'état quiescent, l'hydrogène est majoritairement neutre et ne peut pas produire de champ magnétique. (Done 2002)

### 2.5.1 Binaire X de faible masse accrétante

Si le taux d'accrétion est élevé ( $> 5 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ , Campana *et al.* 1998), la luminosité X de la binaire est élevée :  $10^{36} < L_X < 4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$  (p.ex. Frank *et al.* 2002). Ces systèmes sont dit accrétants car le disque d'accrétion est dominant dans le spectre avec une composante de comptonisation qui peut émettre dans les X durs jusqu'à  $\sim 100 \text{ keV}$  ou plus. Selon l'état, différentes composantes dominant : le disque d'accrétion qui a une émission thermique qui pique à quelques keV (haut/mou) ou la composante de comptonisation qui peut être modélisée par une loi de puissance d'indice  $1,5 - 3$ , éventuellement tronquée à quelques centaines de keV (bas/dur) (van der Klis 1994 ; Farinelli *et al.* 2008).

Les binaires X accrétantes présentent de plus des variations de luminosité caractéristiques, dues à des éruptions de Type I (p.ex. Lewin & Joss 1981). Ces éruptions durent quelques secondes et ont un intervalle de quelques heures à quelques jours. Leur spectre devient plus mou lors de la décroissance. Ces éruptions sont expliquées par des explosions thermonucléaires à la surface d'une étoile à neutrons (Lewin & Joss 1981).

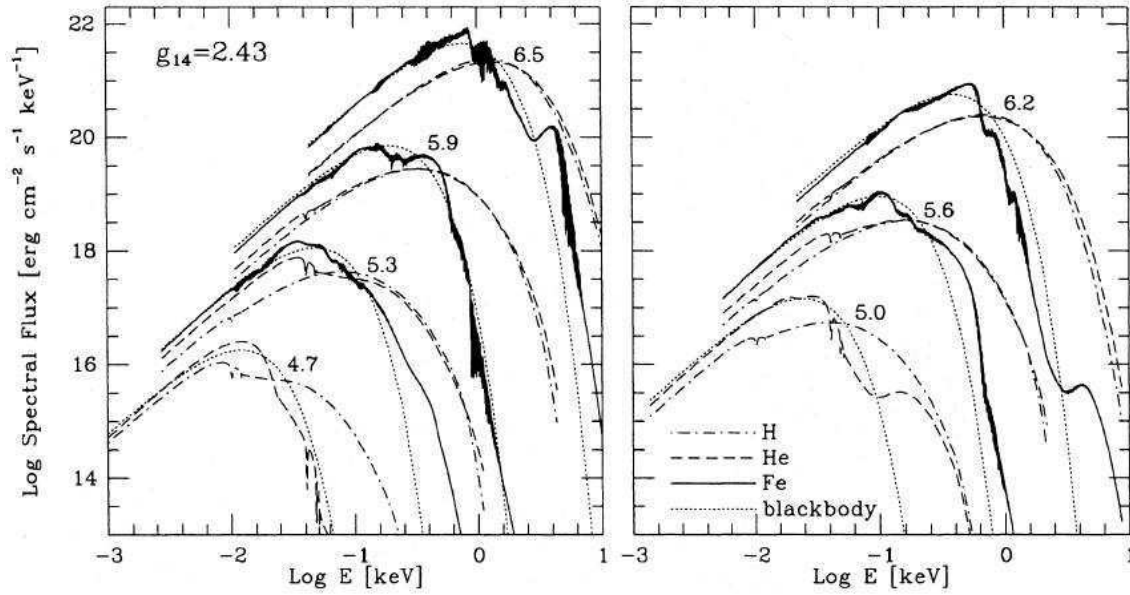
Dans le visible, ces sources ne montrent pas les raies d'absorption caractéristiques des étoiles, mais éventuellement des raies en émission (van Paradijs & McClintock 1994). La couleur est plutôt bleue par rapport aux étoiles de la séquence principale et la luminosité absolue dans le visible est relativement faible (van Paradijs & McClintock 1994).

On compte une centaine de binaires X de faible masse brillantes dans la Voie Lactée (dont une vingtaine sont des candidats trous noirs et 13 sont dans des amas globulaires, Ritter & Kolb 2003).

### 2.5.2 Binaire X de faible masse en quiescence

Si le taux d'accrétion est plus faible (Campana *et al.* 1998,  $< 5 \times 10^{-11} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ ), la binaire X entre dans un état de quiescence. L'émission X est alors dominée par l'étoile à neutrons, dont l'atmosphère émet un spectre X mou de luminosité plus faible (Campana *et al.* 1998,  $10^{32} < L_X < 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ ). Certaines binaires X de faible masse en quiescence ont été observées à des luminosités moindres, environ  $5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  (Heinke *et al.* 2005).

Un modèle d'émission d'atmosphère d'hydrogène pour des étoiles à neutrons (NSA) a été développé par Zavlin *et al.* (1996). Le spectre obtenu est présenté sur la Figure 2.5. Ce modèle concerne les étoiles à neutrons en quiescence avec un champ magnétique faible ( $B < 10^8 - 10^{10} \text{ G}$ ). Les paramètres sont la température effective  $T_{eff}$  de l'ordre de  $10^5 - 10^7 \text{ K}$  et l'accélération gravitationnelle  $g$ , fixée à  $2.43 \times 10^{14} \text{ cm s}^{-2}$  dans ce modèle (pour une étoile à neutrons de rayon  $10 \text{ km}$  et de masse  $1,4 M_{\odot}$ ), ainsi que le rayon, la masse et le champ magnétique de l'étoile à neutrons. On remarque que ce modèle d'émission diffère légèrement du modèle de corps noir, du fait que les éléments légers (hydrogène, hélium) sont fortement ionisés à ces températures (Zavlin *et al.* 1996). D'autres modèles ont été développés, par exemple le modèle ATM (p.ex. Madej & Różańska 2000) qui est aussi valable pour des taux d'accrétion élevés, ou le modèle de Ho *et al.* (2007) pour les étoiles à neutrons magnétiques ( $B < 10^{12} - 10^{13} \text{ G}$ ).



**FIG. 2.5** – Modèle d'émission d'une atmosphère d'étoile à neutrons pour différentes températures  $\log(T_{eff})$  et compositions (hydrogène, hélium et fer). Le spectre de corps noir correspondant est indiqué. (Zavlin *et al.* 1996)

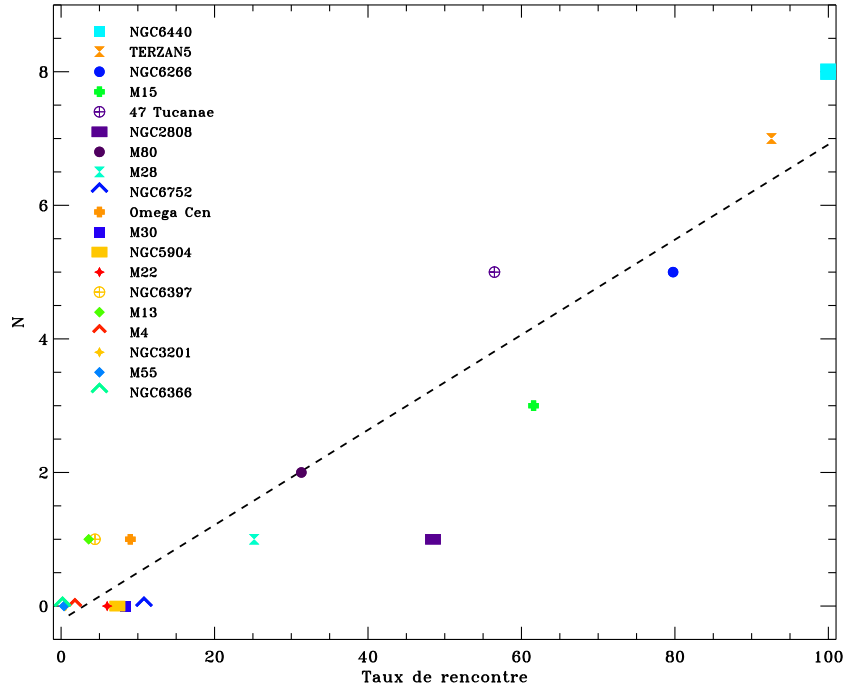
Il semble important de prendre en compte l'accélération gravitationnelle spécifique à chaque étoile à neutrons pour estimer les paramètres fondamentaux de ces objets (Heinke *et al.* 2006a). Webb & Barret (2007) ont utilisé ce genre de modèle pour ajuster les spectres de trois étoiles à neutrons détectées dans différents amas globulaire, afin d'apporter des contraintes sur l'équation d'état de la matière condensée composant les étoiles à neutrons (voir §2.1.2). L'intérêt des étoiles à neutrons dans les amas globulaires (même si elles sont de faible luminosité) est que la distance et l'absorption sur la ligne de visée sont mieux connues pour les amas globulaires, ce qui aide à contraindre les autres paramètres (Heinke *et al.* 2006a ; Webb & Barret 2007).

### 2.5.3 Binaires X de faible masse dans les amas globulaires

Les 13 sources brillantes détectées dans les amas globulaires galactiques sont des binaires X de faible masse accrétantes (p.ex. Verbunt 2005). Parmi ces sources, 12 présentent des éruptions X caractéristiques de type I (voir §2.5.1) qui ont permis de confirmer leur nature et 6 sont transitoires. Les périodes orbitales de 3 de ces binaires X sont inférieures à 1 h (p.ex. Dieball *et al.* 2005b), ce qui indique que ces systèmes sont ultra-compacts, composés d'une étoile à neutrons et d'une naine blanche. De tels objets seraient fréquents dans les amas globulaires (Deutsch *et al.* 2000). Le taux de rencontre dans le cœur d'un amas présente une corrélation avec le nombre de sources X brillantes observées dans cet amas globulaire, donc le nombre de binaires X de faible masse brillantes contenant une étoile à neutrons (Verbunt & Hut 1987).

Avec XMM-Newton et Chandra, plus d'une trentaine de binaires X de faible masse en quiescence (candidats pour certaines) ont été détectées dans les amas globulaires (p.ex. Pooley *et al.*

2002 ; Heinke *et al.* 2006b, 2005 ; Grindlay *et al.* 2001b ; Gendre *et al.* 2003a,b). Le nombre de sources de ce type observées dans les amas globulaires présente une corrélation remarquable avec le taux de rencontre (défini au §1.2.2.3) dans le cœur des amas globulaires (voir Figure 2.6). La masse de l'amas serait aussi un paramètre lié, dans une moindre mesure, au nombre d'objets de ce type (Verbunt *et al.* 2007).



**FIG. 2.6** – Nombre de systèmes binaires X en quiescence en fonction du taux de rencontre. Le taux de rencontre est donné en pourcentage de la valeur pour NGC 6440. Graphique mis à jour à partir de Gendre *et al.* (2003a).

De manière général, il semble donc que le nombre de sources X susceptibles de contenir une étoile à neutrons en binaire soit intimement lié au taux de collisions des amas et donc soit la conséquences d'effets dynamiques (Heinke *et al.* 2003b ; Pooley *et al.* 2003). Les simulations numériques permettent de reproduire ces observations si les mécanismes de création d'étoiles à neutrons privilégiés sont les supernovae à capture d'électrons (Ivanova *et al.* 2008). En effet, ce mécanisme donne à l'étoile à neutrons formée une vitesse qui n'est pas suffisante pour que l'objet soit éjecté de l'amas (Ivanova *et al.* 2008) alors que les supernovae à effondrement conduisent en général à l'éjection de l'étoile à neutrons en dehors de l'amas. Quelques centaines d'étoiles à neutrons seraient ainsi retenues par un amas globulaire typique et  $\sim 1\,100$  dans un amas comme 47 du Toucan (Ivanova *et al.* 2008).

En considérant tous les amas globulaires de la Voie Lactée, on s'attend à trouver  $\sim 100\text{--}200$  binaires X de faible masse dans les amas globulaires (Heinke *et al.* 2003b ; Pooley *et al.* 2003). Environ la moitié aurait donc été détectée et une grande partie se trouve dans des amas massifs à fort taux de collisions comme NGC 6440 (Pooley *et al.* 2002), Terzan 5 (Heinke *et al.* 2006b) et 47 du Toucan (Heinke *et al.* 2005).

## 2.6 Variables cataclysmiques

Une variable cataclysmique est une binaire composée d'une naine blanche et d'une étoile peu massive, éventuellement en train d'évoluer en géante rouge. Une variable cataclysmique est suffisamment serrée pour qu'il y ait accréation de matière sur la naine blanche et, comme dans le cas des binaires X (§2.5), il y a en général formation d'un disque d'accréation autour de la naine blanche. Cette partie est un résumé de la synthèse détaillée que l'on peut trouver dans Warner (1996), sauf mention complémentaire.

Je présente tout d'abord les principales caractéristiques observationnelles qui ont conduit à la différenciation des variables cataclysmiques en plusieurs classes et sous-classes. Ensuite, je décris les différents modèles proposés pour l'émission de ces objets.

### 2.6.1 Variabilité temporelle

Les variables cataclysmiques présentent de multiples variations de luminosité sur des échelles de temps de la seconde au siècle et des échelles d'amplitude variées et qui sont à l'origine de leur nom (p.ex. Hellier 2001, voir Figure 2.7). Cette variabilité se retrouve dans plusieurs domaines de longueurs d'onde, du visible aux rayons X (p.ex. Hellier 2001 ; Warner 1996).

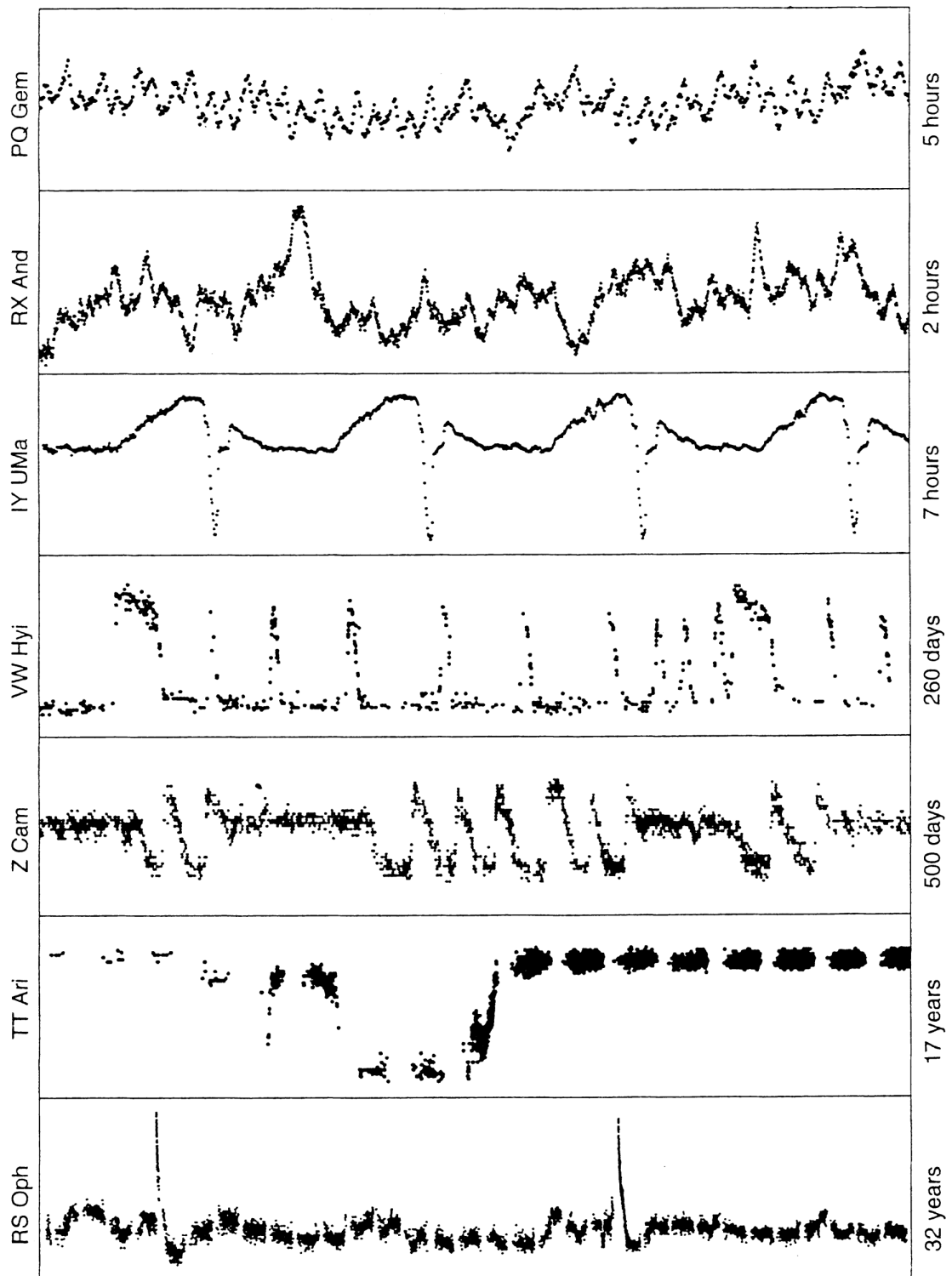
#### 2.6.1.1 Nova et supernova de type Ia

Les variables cataclysmiques ont d'abord été détectées sous forme de novae. Une nova est une source dont la luminosité dans le visible augmente d'une dizaine de magnitude, puis elle décroît exponentiellement avec un temps caractéristique de plusieurs jours à plusieurs centaines de jours (voir RS Oph dans la Figure 2.7). En fait, la matière est accumulée à la surface de la naine blanche et les conditions de température et de densité peuvent atteindre un seuil suffisant pour initier la fusion de l'hydrogène en hélium par le cycle CNO, ce qui donne naissance à la nova.

Si le processus d'accréation dure assez longtemps pour amener la naine blanche à la limite de Chandrasekhar (voir §2.1.1), la densité interne croissante pourrait allumer la fusion brutale du carbone et provoquer une explosion en supernova de type Ia (p.ex. Glendenning 2000).

#### 2.6.1.2 Novae naines et quasi-novae

Certaines variables cataclysmiques présentent une augmentation soudaine de la luminosité visible de 4 magnitudes en moyenne, qui peut durer plusieurs heures ou jours, puis la luminosité décroît sur plusieurs semaines voire des années (Warner 1996, §3, voir aussi VW Hyi à la Figure 2.7). On parle d'éruptions de nova naine (voir §2.6.3), ce qui définit la classe des novae-naines (sous-classes U Gem, SU UMa, Z Cam...). Le modèle le plus reconnu repose sur une instabilité thermique du disque (p.ex. Osaki 1996). Osaki (1974) fut le premier à proposer une origine dans le disque pour les éruptions. Le modèle a ensuite été développé par Meyer & Meyer-Hofmeister (1981), Bath & Pringle (1981) et d'autres auteurs (voir la revue de Osaki 1996, et ses références).



**FIG. 2.7** – Variabilité des variables cataclysmiques dans le visible sur différentes échelles de temps. PQ Gem est une polaire intermédiaire qui présente deux périodes (voir §2.6.2.3). RX And, IY UMa, VW Hyi et Z Cam sont des novae naines et en particulier, VW Hyi et Z Cam montrent des éruptions de nova naine (voir §2.6.1.2). TT Ari est une quasi-nova (voir §2.6.1.2). RS Oph est une nova récurrente (voir §2.6.1.1). (Hellier 2001)

Cette instabilité est basée sur la nature double du disque d'accrétion à une température d'environ  $10^4$  K, où l'hydrogène passe de sa forme ionisée à l'état neutre. Ce changement d'état change la viscosité de la matière, qui est beaucoup plus forte pour l'hydrogène ionisé, ce qui va précipiter la matière vers la naine blanche (p.ex. Osaki 1996). La matière emmagasinée dans le disque pendant la phase de quiescence est donc soudainement accrétée par la naine blanche à cause de cette instabilité, provoquant un surplus de luminosité dans le visible (p.ex. Osaki 1996).

Les objets des sous-classes SU UMa et EX UMa présentent par moment des super-éruptions (plus fréquentes pour les EX UMa) et une modulation dans la courbe de lumière dans le visible (*superhump*) avec une période plus longue que la période orbitale (p.ex. Osaki 1996). Une deuxième instabilité du disque, appelée instabilité de marée rendrait le disque d'accrétion elliptique. La modulation dite *superhump* lors des super-éruptions serait alors causée par le mouvement de précession du disque d'accrétion (p.ex. Osaki 1996).

Les objets de la sous-classe Z Cam présentent des périodes d'arrêt pendant laquelle la luminosité est intermédiaire entre les luminosités en éruption et en quiescence (voir Z Cam dans la Figure 2.7).

D'autres variables cataclysmiques sont pratiquement toujours dans un état éruptif. On pense que ce genre de système va produire (ou a déjà produit) un phénomène de nova (voir §2.6.1.1). On parle donc de quasi-novae (voir TT Ari dans la Figure 2.7). Dans cette classe, on distingue les étoiles RW Tri qui ont un spectre de l'hydrogène en émission dans le visible, alors que les UX UMa ont un spectre en absorption, ce qui est sans doute dû à l'inclinaison du système. Les étoiles VY Scl sont aussi appelées anti-novae naines car elles sont en général en état éruptif et pour de courts moments en quiescence.

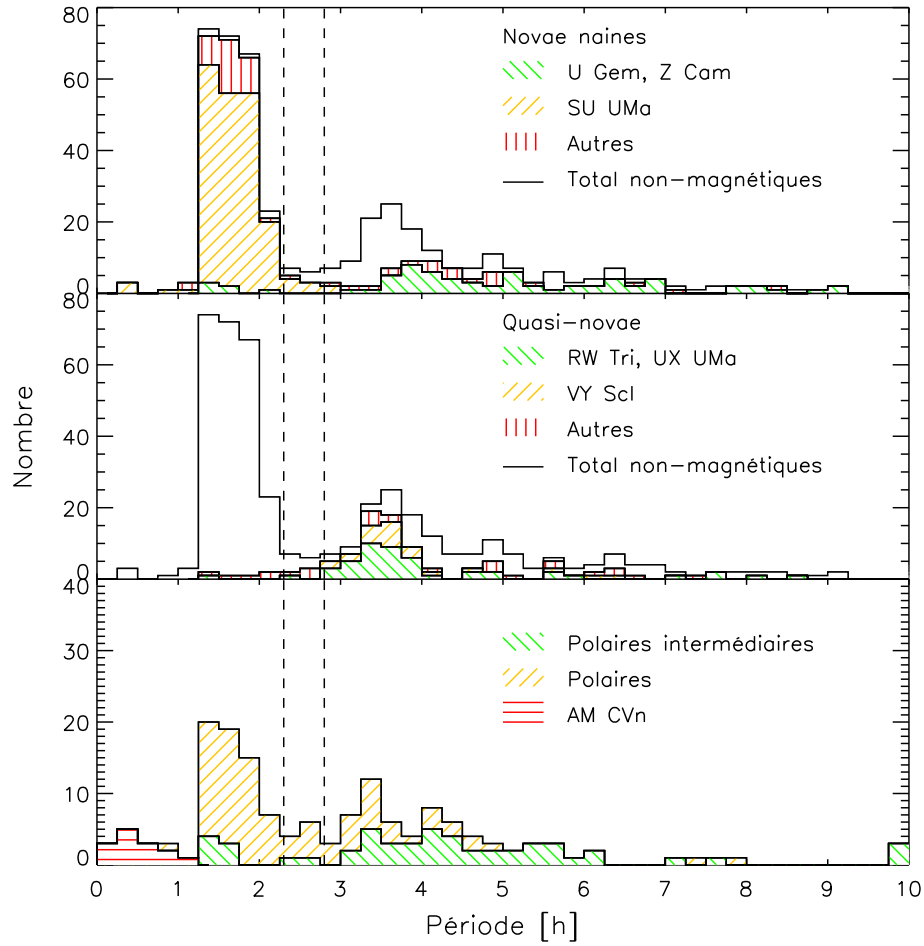
## 2.6.2 Caractéristiques

### 2.6.2.1 Période orbitale

Les périodes orbitales des différentes classes de variables cataclysmiques sont présentées sur la Figure 2.8. On constate que la distribution des périodes des variables cataclysmiques présente un déficit entre 2 et 3 h (p.ex. King 1988 ; Kolb *et al.* 1998, voir aussi §2.6.2.4). Les périodes plus longues peuvent atteindre quelques jours pour les novae naines les plus lentes et des périodes plus courtes sont atteintes par les novae naines de type SU UMa (Ritter & Kolb 2003).

Une classe particulière est celle des variables cataclysmiques dégénérées (AM CVn, p.ex. Nelemans 2005). Ces binaires ont les périodes les plus courtes observées ( $< 65$  min, voir Figure 2.8), impliquant la compacité des deux composantes de la binaire (p.ex. Nelemans 2005). On pense qu'il s'agit de deux naines blanches dont la plus massive accrete majoritairement de l'hélium de son compagnon. Le spectre dans le visible présente en effet de nombreuses raies d'émission de l'hélium et aucune de l'hydrogène.

Les polaires et les polaires intermédiaires sont devenues une classe à part à cause de la présence d'un champ magnétique important (voir §2.6.2.3).



**FIG. 2.8** – Distribution des périodes orbitales des variables cataclysmiques, d’après les données du catalogue de Ritter & Kolb (2003). Le déficit entre 2 et 3 h est indiqué par des lignes en pointillés.

### 2.6.2.2 Taux d’accrétion

Une différence de taux d’accrétion permettrait d’expliquer la différence entre les novae naines et les quasi-novae (voir §2.6.1.2). Au delà d’une valeur limite du taux d’accrétion  $\dot{M}_{crit}$ , le disque d’accrétion de la variable cataclysmique est en effet suffisamment chaud pour être stable, ce qui semble être le cas pour les systèmes de type quasi-nova (p.ex. Osaki 1996). Cette valeur limite peut être estimée à partir du modèle d’instabilité thermique du disque (Smak 1983 ; Osaki 1996) :

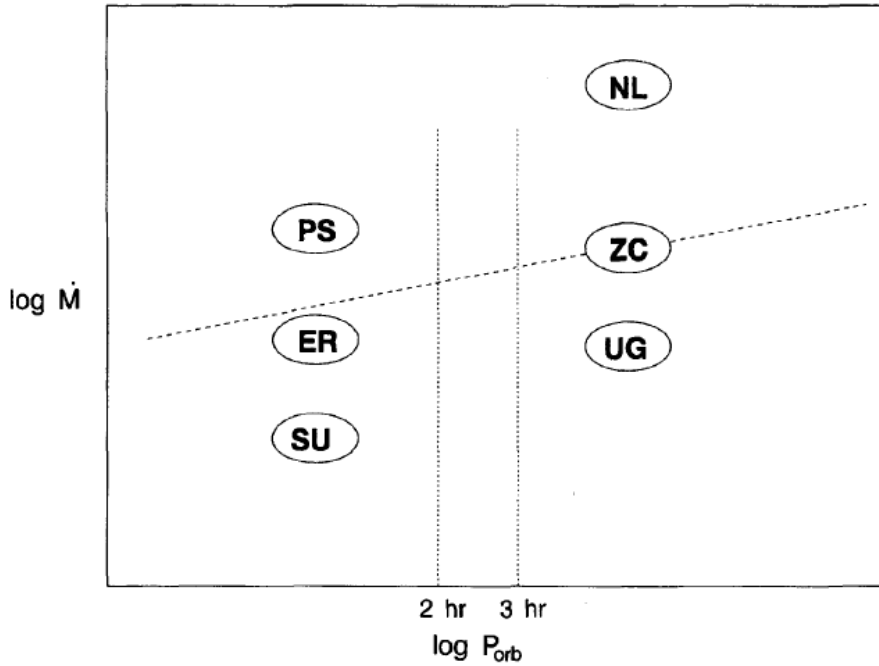
$$\dot{M}_{crit} \sim 2,7 \times 10^{17} (P_{orb}/4 h)^{1,7} \text{ g s}^{-1} \sim 4 \times 10^{-9} (P_{orb}/4 h)^{1,7} M_{\odot} \text{ an}^{-1} \quad (2.1)$$

en supposant une taille de disque de 35% de la séparation entre les deux membres de la binaire et une masse totale du système de  $1 M_{\odot}$ ,  $P_{orb}$  étant la période orbitale du système en heures. Les novae naines ont un taux d’accrétion plus faible que cette valeur critique et leur disque connaît des instabilités qui provoquent les éruptions de nova naine (Osaki 1996, voir aussi le §2.6.1.2).

Pour les systèmes non-magnétiques, la classification des variables cataclysmiques est faite à partir du taux d’accrétion et de la période orbitale. La Figure 2.9 présente le diagramme période–



taux d'accrétion des variables cataclysmiques.



**FIG. 2.9** – Diagramme période–taux d'accrétion des variables cataclysmiques. Le déficit des périodes est indiqué par des lignes verticale et la droite inclinée indique le taux d'accrétion critique. Les systèmes indiqués sont les *superhumpers* permanents (PS), les quasi-novae (NL) ainsi que les sous-types de novae naines ER UMa (ER), SU UMa (SU), Z Cam (ZC) et U Gem (UG). (Osaki 1996)

Les systèmes sous la ligne de taux d'accrétion critique présenteraient une instabilité thermique dans le disque (voir §2.6.1.2). Les systèmes avec des périodes inférieures à 2 h présenteraient de plus une instabilité de marée (voir §2.6.1.2). On remarque que les systèmes ER UMa et Z Cam correspondent à des cas limites. La catégorie des *superhumpers* permanents (PS) est faiblement représentée avec trois membres (Osaki 1996).

### 2.6.2.3 Champ magnétique de la naine blanche

Pour certaines variables cataclysmiques, une émission polarisée dans le visible est détectée, signature de la présence d'un champ magnétique dominant ( $B \sim 10^7$  à  $10^8$  G, p.ex. Cropper 1990). Ces objets sont appelés polaires en référence à cette émission polarisée (ou de type AM Her). Le champ magnétique permet d'expliquer le fait que ces objets sont synchrones, la période de rotation de la naine blanche étant égale à la période orbitale de la binaire (p.ex. Cropper 1990). De plus ce champ magnétique va guider l'accrétion de matière directement sur les pôles magnétiques de la naine blanche. Ces systèmes ne possèdent donc pas de disque d'accrétion car il est rompu par le champ magnétique. Le taux d'accrétion est en général faible (p.ex. Cropper 1990, voir aussi le §2.6.3.4).

D'autres systèmes sont asynchrones et présentent deux périodes caractéristiques associées à la période de rotation de la naine blanche (quelques minutes) et à la période orbitale de la binaire

(quelques heures). Ces systèmes sont appelés polaires intermédiaires (ou de type DQ Her, Patterson 1994). Elles ont des propriétés intermédiaires entre les polaires et les variables cataclysmiques non-magnétiques. En particulier, les polaires intermédiaires posséderaient un champ magnétique intermédiaire ( $B \sim 10^6$  G), qui n'est pas suffisant pour synchroniser les deux objets de la binaire et qui tronque en partie seulement le disque d'accrétion pour guider le flux d'accrétion vers les pôles magnétiques de la naine blanche (p.ex. Patterson 1994, voir aussi le §2.6.3.4).

La comparaison de la raie de l'hélium HeII à 4 686 Å avec la raie H $\beta$  permettrait de repérer les systèmes magnétiques (largeur équivalent de H $\beta$  supérieure à 20 Å et rapport He/H $\beta$  plus grand que 0,4 pour les systèmes magnétiques Silber 1986).

#### 2.6.2.4 Évolution

On pense que les variables cataclysmiques évoluent des périodes les plus longues vers les périodes les plus courtes, en perdant du moment angulaire par des mécanismes de freinage magnétique (période supérieure à 3 h) ou d'émission d'ondes gravitationnelles pour les systèmes plus serrés (période inférieure à 2 h) (p.ex. Osaki 1996).

Le déficit entre 2 et 3 h constaté pour les systèmes non-magnétiques serait dû à un détachement de la binaire au cours de l'évolution (p.ex. Osaki 1996). Ce détachement pourrait être dû à un arrêt du freinage magnétique lorsque l'étoile compagnon atteint la masse de  $0,2 - 0,3 M_{\odot}$  et que son cœur devient entièrement convectif, ce qui entraîne une forte diminution de son champ magnétique (Grossman *et al.* 1974). La binaire ne se resserre donc plus régulièrement et le transfert de masse peut s'interrompre (Spruit & Ritter 1983 ; Rappaport *et al.* 1983). Le système peut alors perdre du moment angulaire par émission d'ondes gravitationnelles et se retrouver en contact plus tard avec une période plus courte (Rappaport *et al.* 1983). Ce mécanisme est en accord avec l'observation d'un déficit dans le diagramme des périodes (Spruit & Ritter 1983 ; Rappaport *et al.* 1983).

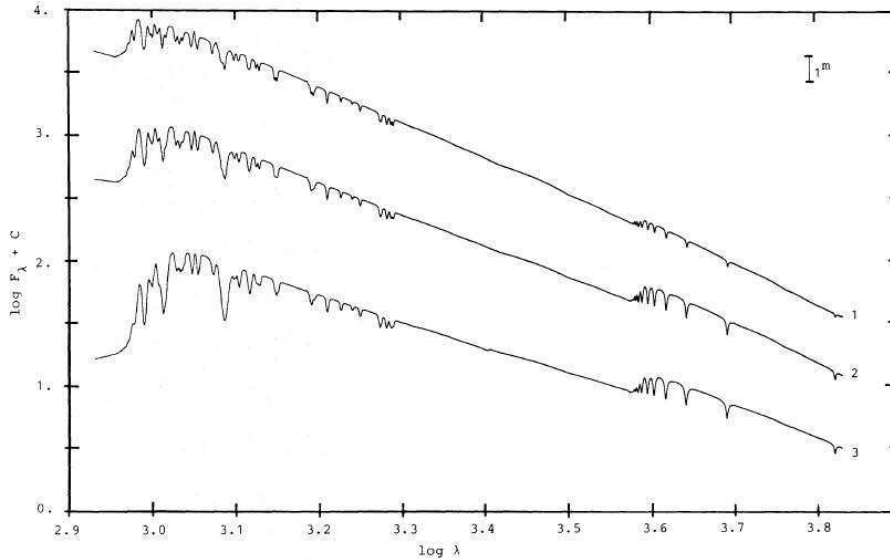
Les polaires évolueraient sans présenter de déficit significatif dans l'histogramme des périodes. Il semble que dans le cas des polaires, le fait que la binaire soit synchrone empêche le freinage magnétique d'être efficace (Wickramasinghe & Wu 1994). La perte de moment angulaire se ferait principalement par émission d'ondes gravitationnelles (Wickramasinghe & Wu 1994), ce qui expliquerait le faible taux d'accrétion de ces objets. Les polaires pourraient être le stade ultime des polaires intermédiaires les plus magnétiques, qui sont asynchrones (donc présentent un freinage magnétique encore efficace) avec un taux d'accrétion plus élevé (Norton *et al.* 2004).

### 2.6.3 Composantes de l'émission

#### 2.6.3.1 Le disque d'accrétion

Le disque d'accrétion peut être modélisé simplement par une succession d'anneaux ayant une émission de corps noir à différentes températures, qui sont croissantes lorsque l'on se rapproche de la naine blanche (La Dous 1989). Selon ses rayons intérieur et extérieur, ce disque émet de l'infra-

rouge à l’ultraviolet lointain, voire jusqu’aux rayons X mous (Warner 1996, §2.6). Le disque d’accrétion est la principale composante de l’émission ultraviolet des variables cataclysmiques (p.ex. Godon *et al.* 2008). Un spectre simulé de l’émission de ce disque est reproduit à la Figure 2.10. A cause de la contribution du disque d’accrétion dans le visible, la position sur le diagramme HR d’une variable cataclysmique est à gauche de la séquence principale (plus bleue et plus chaude).



**FIG. 2.10** – Spectres du disque d’accrétion d’une variable cataclysmique. Les spectres correspondent à différents taux d’accrétion : (1)  $10^{-7}$ , (2)  $10^{-8}$ , (3)  $10^{-9} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ . (La Dous 1989)

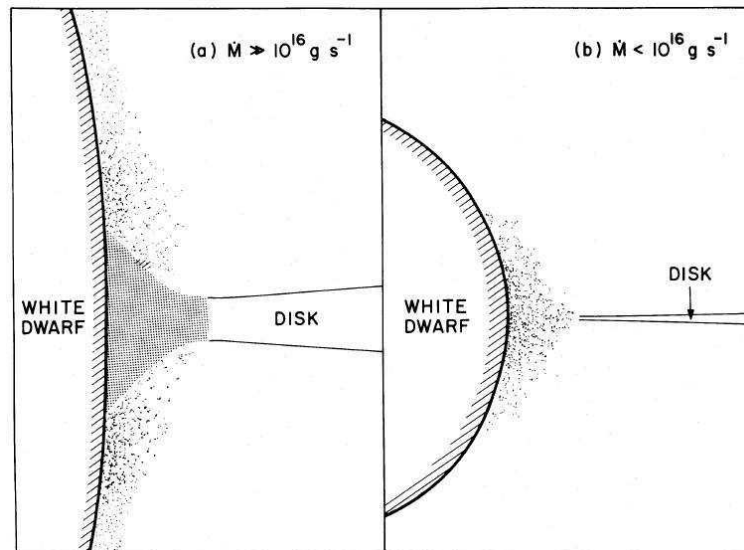
Ce disque d’accrétion est une composante importante des systèmes non-magnétiques, ainsi que des polaires intermédiaires. Les systèmes de type AM CVn semblent posséder un disque d’accrétion, cependant il est constitué principalement d’hélium, de carbone et d’oxygène (p.ex. Nelemans 2005).

### 2.6.3.2 La couche limite

La matière tombe sur la naine blanche au niveau de la couche limite, où l’énergie cinétique est convertie en rayonnement X. Cette émission a été modélisée par Patterson & Raymond (1985a,b) et est illustrée à la Figure 2.11.

Le plasma optiquement fin (points dans la Figure 2.11) émet un rayonnement continu de freinage (bremsstrahlung) d’une température  $T \sim 10^8 \text{ K}$  ( $kT \sim 10 \text{ keV}$ ) et le plasma optiquement épais (zone ombrée) émet comme un corps noir à une température  $T \sim (1 - 3) \times 10^5 \text{ K}$ . Ce modèle permet de rendre compte globalement de l’émission X des variables cataclysmiques du voisinage du Soleil (Patterson & Raymond 1985a).

Les quasi-novae ont un fort taux d’accrétion et correspondent au cas (a) de la Figure 2.11 et les novae naines en quiescence correspondent au cas (b). L’émission des quasi-novae semble donc plus molle en X que celle des novae naines et est en partie décalée vers l’ultraviolet et le visible à cause de l’émission de type corps noir, ce qui semble être le cas dans les observations ROSAT



**FIG. 2.11** – Représentation de la couche limite dans une variable cataclysmique pour un taux d'accrétion fort (a) et faible (b). (Patterson & Raymond 1985a)

(Verbunt *et al.* 1997 ; Motch *et al.* 1996). Une composante de rayons X durs est cependant attendue par le plasma optiquement fin d'une couronne dans tous les cas (Patterson & Raymond 1985a).

### 2.6.3.3 Éruptions de nova naine en X

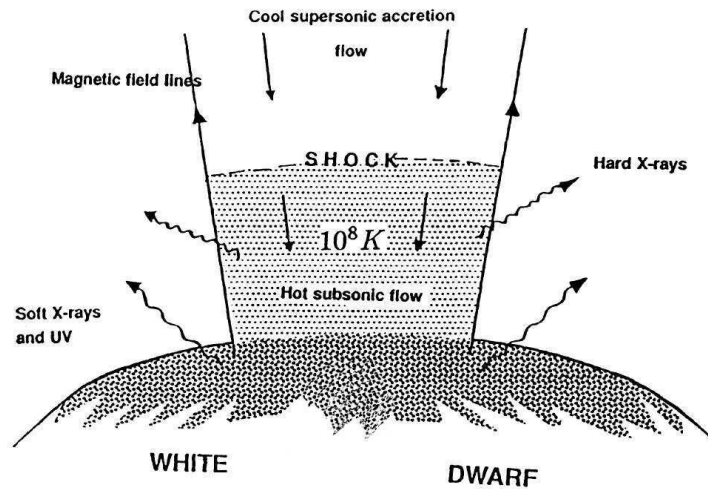
L'émission X est aussi affectée par ces éruptions (Warner 1996, §3.3.6). Le milieu devient en effet optiquement épais lors de la phase d'éruption et l'émission X est donc plus molle et thermalisée. En moyenne, il y a trois fois moins d'émission de X durs par rapport à l'état quiescent. Cependant, dans la progression de l'éruption, le flux X peut augmenter d'un facteur 5 avant d'être atténué lors du maximum de luminosité dans le visible, comme c'est le cas pour SS Cyg (Wheatley *et al.* 2003 ; Warner 1996, §3.3.6). La nova naine YZ Cnc présente une anticorrélation marquée entre le flux X et le flux dans le visible lors d'éruptions successives (Verbunt *et al.* 1999).

En général, les variations de flux X d'un facteur 5 à 10 sur une échelle de temps allant de plusieurs heures à plusieurs jours sont associées à des éruptions de nova naine (Wheatley *et al.* 2003 ; Baskill *et al.* 2005). Cependant, ce genre de variation en X peut aussi être observée pendant l'état quiescent de quelques variables cataclysmiques (Baskill *et al.* 2005).

### 2.6.3.4 Choc à la surface des pôles magnétiques

Pour les polaires, le flot d'accrétion est guidé par le champ magnétique directement jusqu'aux pôles magnétiques, comme cela est représenté à la Figure 2.12 (Warner 1996, §6). L'émission X contient principalement deux composantes : une émission de rayons X durs de type bremsstrahlung à la température  $T \sim 3 \times 10^8 \text{ K}$  ( $kT \sim 30 \text{ keV}$ ) et une émission absorbée et ré-émise par la surface de la naine blanche sous la forme d'une émission de corps noir de température  $T \sim 4 \times 10^5 \text{ K}$ , dans l'ultraviolet ou les X mous (Warner 1996, §6). Les polaires présentent un déficit d'émission

en ultraviolet et dans le visible d'un facteur 100 environ, dû à l'absence de disque d'accrétion (p.ex. Webb *et al.* 1999 ; Warner 1996, §6).



**FIG. 2.12** – Représentation du choc aux pôles magnétiques d'une variable cataclysmique magnétique. (Patterson 1994)

Pour les polaires intermédiaires, le disque d'accrétion peut être simplement tronqué et l'émission est due au disque d'accrétion, à la couche limite de ce disque (à une certaine distance de la naine blanche) et aux chocs au niveau des pôles magnétiques (Patterson 1994, p.ex.). Le flot d'accrétion prend la forme de rideaux d'accrétion. Cette géométrie particulière pourrait expliquer l'excès d'émission de rayons X mous dans certains systèmes, qui serait ré-émise par la surface de la naine blanche et qui serait visible ou non selon l'inclinaison du système (Evans & Hellier 2007).

### 2.6.3.5 Autres composantes

L'étoile compagne, de type tardif émet principalement dans l'infrarouge et le visible (voir §1.1.3.2). C'est la composante principale de rayonnement dans ces domaines, où l'on peut détecter les raies caractéristiques de la secondaire et déterminer son type (p.ex. Webb *et al.* 2002b ; Warner 1996, §2.9.4).

Dans les systèmes où la naine blanche est visible directement, comme les polaires et polaires intermédiaires, son émission de type corps noir à des températures de l'ordre de  $10^4 - 10^5$  K (Ostlie & Carroll 1995, §15) peut contribuer à l'émission globale dans l'ultraviolet et le visible (p.ex. Mateo & Szkody 1984).

Le flot d'accrétion de l'étoile compagne vers la naine blanche rejoint le disque d'accrétion avec une vitesse supersonique en un point chaud. Ce point chaud pourrait dans certains cas émettre autant voire plus que les autres composantes dans le visible et même atteindre une température suffisante pour émettre dans l'ultraviolet (Warner 1996, §2.4.3). Dans les systèmes à éclipses, la contribution du point chaud peut être observée et séparée du reste de l'émission (Warner 1996, §2.4.3).

### 2.6.3.6 Luminosités X

L'émission X est localisée dans l'environnement proche de la naine blanche, comme on peut le constater pour les systèmes à éclipses (Wheatley & West 2003). Ce sont donc la couche limite ou les chocs au niveau des pôles magnétiques de la naine blanche qui sont la principale origine du rayonnement X.

La luminosité des variables cataclysmiques en X varie de  $10^{29}$  à  $10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> pour les objets détectés avec ROSAT (0,5 – 2,5 keV, Verbunt *et al.* 1997). La luminosité X des objets de type AM CVn semble toutefois en général plus faible que pour les autres classes, inférieure à  $10^{31}$  erg s<sup>-1</sup> (Ramsay *et al.* 2005). L'émission X des polaires intermédiaires (DQ Her) semble par contre plus importante en moyenne, en général entre  $10^{31}$  et  $10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> (Verbunt *et al.* 1997).

## 2.6.4 Variables cataclysmiques dans les amas globulaires

### 2.6.4.1 Estimation de la taille de la population

D'après les scénarios d'évolution actuels, il y aurait  $\sim 300$  fois plus de naines blanches que d'étoiles sur la branche horizontale dans un amas globulaire (Brocato *et al.* 1999). Les naines blanches seraient donc beaucoup plus nombreuses que les étoiles à neutrons dans les amas globulaires (voir §2.5.3). Une revue sur les naines blanches dans les amas globulaires a été publiée par Moehler & Bono (2008). On peut alors s'attendre à ce que beaucoup de variables cataclysmiques soient créées et détectables comme des sources X faibles (Hertz & Grindlay 1983).

Les observatoires XMM-Newton et Chandra ont permis d'identifier plusieurs centaines de sources X faibles, dont un grand nombre seraient des variables cataclysmiques, parfois plusieurs dizaines par amas (Grindlay *et al.* 2001a ; Pooley *et al.* 2002 ; Edmonds *et al.* 2003b,a ; Gendre *et al.* 2003b ; Webb *et al.* 2004 ; Heinke *et al.* 2005). Le nombre de variables cataclysmiques présente une dépendance avec le taux de collisions au cœur de l'amas (Pooley & Hut 2006), qui est cependant moins marquée que pour les binaires X de faible masse (voir §2.5.3). Dans les amas denses, les variables cataclysmiques auraient tout de même majoritairement une origine dynamique (Pooley & Hut 2006). La proportion de variables cataclysmiques primordiales serait aussi non négligeable (Davies 1997).

Ivanova *et al.* (2006) ont effectué des simulations numériques pour estimer le nombre de variables cataclysmiques formées dans un amas globulaire par différents scénarios d'évolution. Ces scénarios incluent l'évolution de binaires primordiales et différents modes de collision conduisant à la rupture ou à la formation de binaires. Pour un amas globulaire typique,  $\sim 200$  variables cataclysmiques seraient présentes au bout de  $10^{10}$  années et ce nombre semble stable de  $7$  à  $14 \times 10^9$  ans (Ivanova *et al.* 2006). Parmi ces objets, seulement  $\sim 40$  seraient détectables avec les moyens d'observation actuels en X et dans le visible (Ivanova *et al.* 2006).

### 2.6.4.2 Nature de la population

Les variables cataclysmiques des amas globulaires présentent un déficit d'éruptions de nova naine par rapport à la population galactique. Shara *et al.* (1996) ont détecté une éruption sur  $\sim 130$  ks d'observations cumulées dans le visible, alors qu'ils en attendaient 12 d'après les propriétés des variables cataclysmiques galactiques. Ce déficit a été remarqué dans d'autres travaux (Shara *et al.* 2005 ; Dobrotka *et al.* 2006 ; Pietrukowicz *et al.* 2008). Pour expliquer ce déficit, il a d'abord été proposé que les variables cataclysmiques dans les amas globulaires soient majoritairement magnétiques. Leur disque d'accrétion serait donc partiellement ou totalement rompu (polaires et polaires intermédiaires, voir §2.6.2.3, p.ex. les 5 objets découverts par Grindlay 1999). Plus récemment, Dobrotka *et al.* (2006) ont proposé que la plupart des variables cataclysmiques dans les amas globulaires pourraient être modérément magnétiques avec un faible taux d'accrétion, car ces systèmes possèdent un disque d'accrétion stable qui engendre peu d'éruptions. Ivanova (2006) a aussi suggéré que le déficit d'éruption soit dû à la masse plus grande des naines blanches dans les variables cataclysmiques des amas globulaires par rapport à la population galactique. Cette différence pourrait être liée au mode de formation des variables cataclysmiques dans les amas globulaires, qui serait influencée par les interactions dynamiques dans le cœur des amas (Ivanova 2006).

## 2.7 Binaires actives

Les étoiles tardives (généralement de types K ou M) peuvent posséder un champ magnétique important créé par un mécanisme de dynamo dans la zone convective de l'étoile. Dans la chromosphère et la couronne de ces étoiles, les phénomènes magnétiques sont liés à une émission de rayons X (p.ex. Güdel 2004). Ceci est observé pour le Soleil, mais les étoiles actives ont des champs magnétiques plus forts (rotation plus rapide) et donc des luminosités X plus importantes de plusieurs ordres de grandeur, atteignant  $10^{29}$  erg s<sup>-1</sup> (Güdel 2004).

Si ces étoiles se retrouvent en binaire serrée, la période de la binaire influence la période de rotation des étoiles et cette période est plus courte. L'effet dynamo est stimulé, le champ magnétique est donc plus intense. La luminosité X est alors plus importante et on parle de binaires actives (p.ex. Strassmeier *et al.* 1993). Les plus lumineuses en X sont les binaires des classes RS CVn et BY Dra qui sont décrites ici.

### 2.7.1 Classification

#### 2.7.1.1 RS CVn

Les binaires actives RS CVn sont composées d'une étoile géante ou sous-géante de type G ou K et d'une étoile tardive de la séquence principale (Hall 1976). Ces binaires actives sont donc *a priori* un peu plus rouges que les étoiles de la séquence principale. La période de rotation est

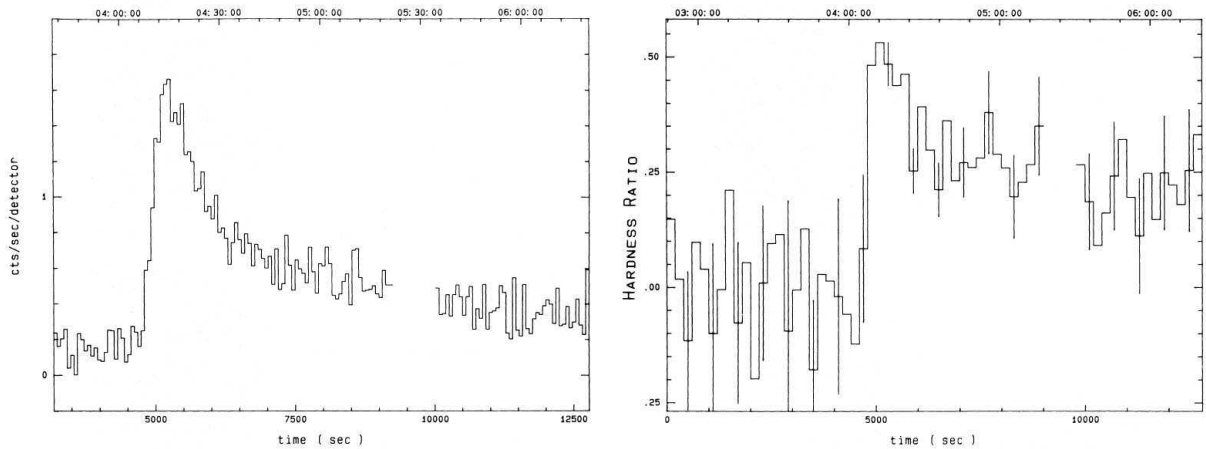
rapide, de quelques jours et la binaire est généralement synchrone. Ces binaires présentent de plus des éruptions. La luminosité X de ces objets est comprise entre  $10^{29}$  et  $5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  (Dempsey *et al.* 1993), mais peut être légèrement plus grande lors d'éruptions. La binaire active la plus brillante observée dans un amas globulaire a atteint la luminosité  $L_{[0,5-8\text{keV}]} \sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (Heinke *et al.* 2005). Le spectre X est plutôt mou et semble mieux reproduit par un plasma thermique avec deux températures distinctes :  $T_1 \sim 10^7$  et  $T_2 \sim 10^6 \text{ K}$  (Dempsey *et al.* 1993).

### 2.7.1.2 BY Dra

Les binaires actives BY Dra sont constituées de deux étoiles de la séquence principale de type K ou M en général. Elles présentent des éruptions et ont des périodes orbitales relativement courtes (quelques dizaines ou centaines de jours). La luminosité X de ces systèmes est généralement de  $10^{29}$  à  $5 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ , mais les éruptions sont légèrement plus lumineuses, comme pour les RS CVn (Dempsey *et al.* 1997).

## 2.7.2 Éruptions de binaires actives

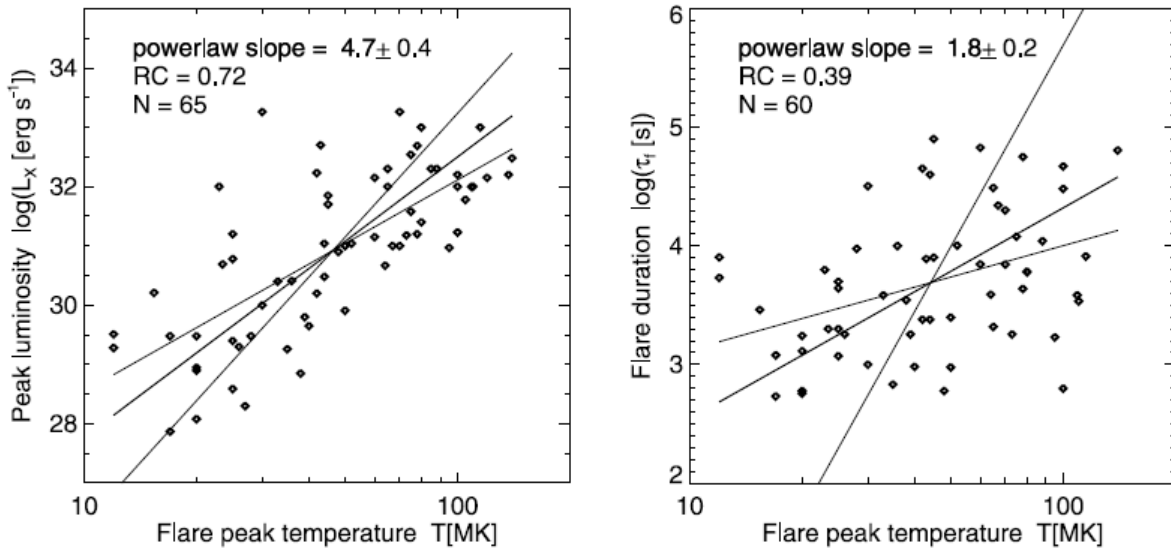
Ces systèmes présentent de nombreuses éruptions qui participent à leur émission X, ultraviolet et visible (Livshits & Livshits 2002). Ces éruptions peuvent accroître la luminosité d'un facteur 2 à 5 et ont un temps de décroissance de quelques heures (p.ex. Briggs & Pye 2003). De plus, lors de ces éruptions, l'émission a tendance à être plus dure (van den Oord *et al.* 1988). Un exemple d'éruption est présenté à la Figure 2.13. Les températures, luminosités et durées d'une soixantaine d'éruptions sont représentées à la Figure 2.14, avec leur possible corrélation.



**FIG. 2.13** – Courbe de lumière (à gauche) d'une éruption de la binaire active  $\sigma^2\text{CrB}$  observée avec EXOSAT, dans la bande d'énergie 1,84 – 7 keV. Rapport de dureté en fonction du temps (à droite), défini comme le rapport entre le flux à 4,05 – 7 keV et le flux à 1,84 – 4,05 keV. (van den Oord *et al.* 1988)

On distingue les éruptions compactes (*compact flares*), dont le temps de décroissance est de l'ordre de 1 ks et les éruptions à ruban double (*two-ribbon flares*), dont le temps de décroissance





**FIG. 2.14** – Luminosité X (à gauche) et durée (à droite) des éruptions de binaires actives en fonction de la température. Le nombre de systèmes ainsi que la pente de la distribution de points sont indiquées. (Aschwanden *et al.* 2008 ; Güdel 2004)

est de 5 à 20 ks (Pallavicini *et al.* 1977 ; Poletto *et al.* 1988). Ces éruptions sont en fait définies à partir des éruptions solaires, qui sont en général plus faibles en intensité (Aschwanden *et al.* 2008 ; Prés *et al.* 2005). Par extrapolation, les éruptions des binaires actives seraient donc associées à la formation d’arches magnétisés, un phénomène de reconnection magnétique et éventuellement l’éjection d’un plasmoïde (p.ex. Güdel 2004). Pour les systèmes RS CVn, des éruptions exceptionnelles ont été observées, avec des échelles de temps allant jusqu’à plusieurs jours (Franciosi *et al.* 2001 ; Kuerster & Schmitt 1996). Ces éruptions ont des courbes de lumière montrant nettement la décroissance correspondant au refroidissement du plasma (Poletto *et al.* 1988).

### 2.7.3 Binaires actives dans les amas globulaires

Les binaires actives sont des objets particulièrement faibles en X par rapport aux autres sources X faibles des amas globulaires (p.ex. Heinke *et al.* 2005 ; Pooley & Hut 2006), cette population est donc difficile à estimer pour l’instant. Le nombre de binaires actives semble toutefois au moins comparable au nombre de variables cataclysmiques (voir §2.6.4) dans les amas globulaires (Heinke *et al.* 2005 ; Pooley & Hut 2006). Ce type de sources X est confirmé en général par des observations dans le visible de contreparties variables, comme par exemple pour l’amas 47 du Toucan, où 29 binaires actives ont été confirmées (Edmonds *et al.* 2003a,b). Les binaires actives des amas globulaires pourraient avoir en moyenne une période plus courte que les binaires actives galactiques (Edmonds *et al.* 2003a) ce qui serait peut être dû à un freinage de la binaires par collisions. Le rapport X/visible serait aussi un moyen de différencier les binaires actives et les variables cataclysmiques dans les amas globulaires, car les binaires actives ont un rapport X/visible plus faible en général (Verbunt *et al.* 2007).

## 2.8 Pulsars milliseconde

Les pulsars sont des étoiles à neutrons dont la période de rotation est très courte (allant de la seconde à la milliseconde) et le champ magnétique très puissant ( $B \sim 10^{10} - 10^{14}$  G). Pour des revues plus détaillées sur les pulsars, voir Arons (2007) ; Lorimer (2005) ; Becker & Aschenbach (2002). Je présente ici un résumé de ces revues.

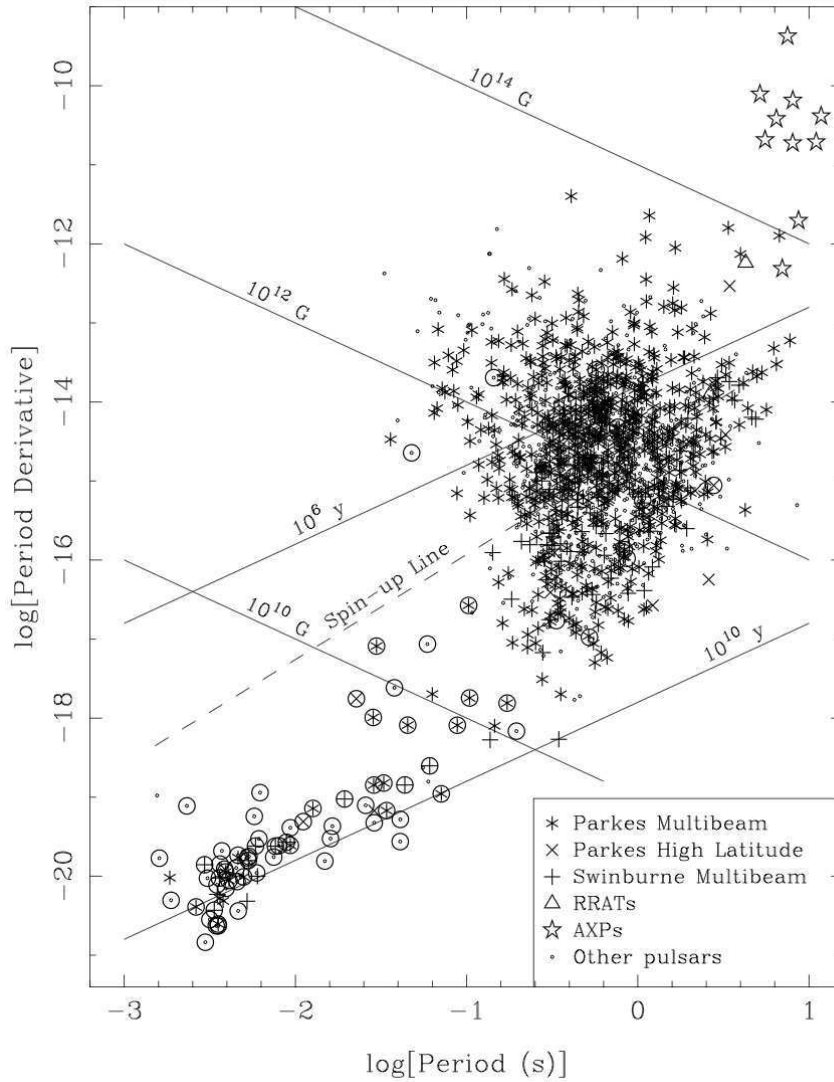
Les pulsars émettent un fort rayonnement électromagnétique dans la direction de leur axe magnétique, qui est incliné par rapport à l'axe de rotation. Le faisceau balaye ainsi l'environnement comme un phare. Comme les étoiles à neutrons, les pulsars sont formés lors de supernovae, la fin de vie des étoiles massives (voir §1.1.3.2). Cependant, toutes les étoiles à neutrons ne sont pas détectées comme des pulsars. Ceci pourrait être dû à l'inclinaison du système qui ne permet pas toujours au faisceau d'intercepter la Terre.

### 2.8.1 Périodes des pulsars

On remarque dans le diagramme des périodes en fonction des dérivées de la période (Figure 2.15) qu'une population de pulsars a des périodes beaucoup plus courtes : les pulsars milliseconde. On pense que la rotation de l'étoile à neutrons a été accélérée lors de l'accrétion de matière provenant d'un compagnon. D'ailleurs, une grande partie des pulsars milliseconde sont en binaire (voir Figure 2.15). La secondaire est souvent avec une naine blanche, ce qui indique un système ancien (Lorimer 2005). Les pulsars milliseconde pourraient donc être les descendants des binaires X de faible masse (p.ex. Deloye 2008). La découverte du pulsar SAX J1808.4-3658, identifié comme un pulsar en système binaire serré, a conforté cette théorie (Wijnands & van der Klis 1998). Un pulsar dans 47 du Toucan permet aussi de faire le lien entre ces populations (Bogdanov *et al.* 2005).

### 2.8.2 Composantes de l'émission

L'émission des pulsars milliseconde est assez complexe et couvre un large spectre, des ondes radios aux rayons gamma (Lorimer 2005, pour les détails des modèles utilisés). Leur luminosité X observée dans les amas globulaires est de l'ordre de  $10^{31}$  erg s<sup>-1</sup> (0,5–6 keV Heinke *et al.* 2005) ou plus faible. Les pulsars milliseconde dans les amas globulaires sont bien décrits par un modèle d'émission thermique (corps noir ou atmosphère d'étoile à neutrons avec des températures de l'ordre de  $T \sim (1 - 3) \times 10^6$  K, des rayons d'émission de l'ordre de  $R \sim 0,1 - 3$  km et des luminosités  $L_X \sim 10^{30} - 10^{31}$  erg s<sup>-1</sup> (Bogdanov *et al.* 2006). Certains présentent une émission non-thermique significative (loi de puissance), avec des indices  $\Gamma \sim 1 - 1,5$  (Bogdanov *et al.* 2006). La luminosité X peut être plus importante si cette composante domine, comme dans le cas du pulsar B1821-24 (dans l'amas globulaire M 28) qui a une luminosité de  $1,3 \times 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup> (Becker *et al.* 2003).

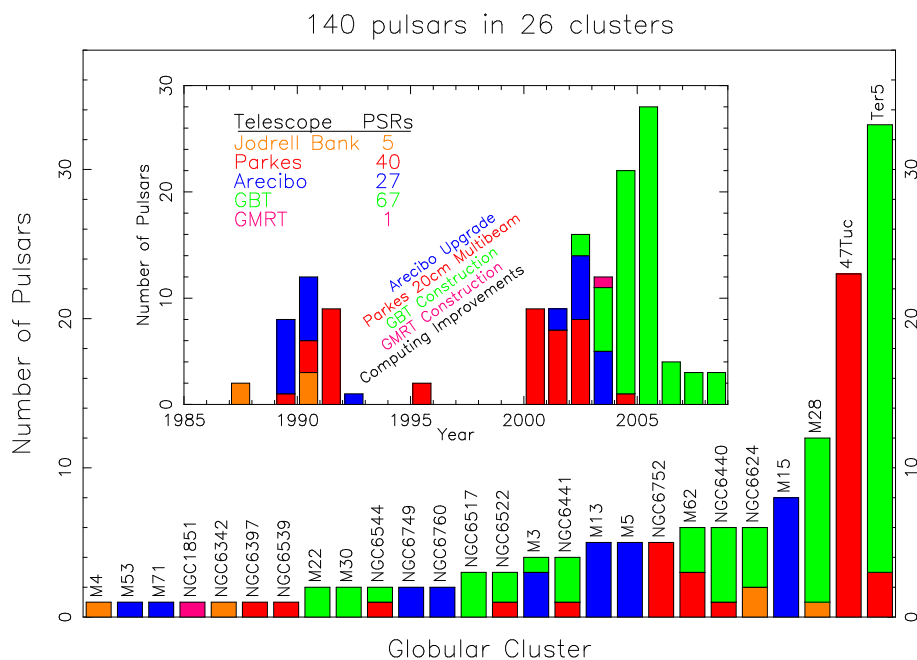


**FIG. 2.15** – Diagramme des périodes des pulsars en fonction de la dérivée de la période. Les pulsars en binaires sont entourés d'un cercle. Les RRATs (*rotating radio transient*) et les AXPs (*anomalous X-ray pulsars*) sont des objets associés aux pulsars. (R.N. Manchester)

### 2.8.3 Pulsars milliseconde dans les amas globulaires

Les observations en radio avec des antennes géantes comme Arecibo, Parkes, plus récemment le GMRT (voir §3.6) et particulièrement le Télescope Green Bank ont permis de détecter un grand nombre de pulsars milliseconde dans les amas globulaires. A ce jour, 140 pulsars milliseconde<sup>1</sup> ont été détecté en radio dans 26 amas globulaires galactiques, dont 12, 23 et 33 dans les amas M 28 (Stairs *et al.* 2006), 47 du Toucan (Camilo *et al.* 2000) et Terzan 5 (Ransom *et al.* 2005), respectivement (voir la Figure 2.16). Les pulsars milliseconde sont aussi détectés en X avec XMM-Newton et Chandra, mais leur confirmation est plus difficile sans observations radio (p.ex. Bogdanov *et al.* 2006).

<sup>1</sup>voir la page web de P. Freire mise à jour régulièrement, <http://www2.naic.edu/pfreire/GCpsr.html>



**FIG. 2.16** – Nombre de pulsars découverts dans les amas globulaires. (S. Ransom)

Il semble que le nombre de pulsars milliseconde dans les amas globulaires soit corrélé au taux de collisions dans le cœur des amas globulaires (Ransom 2007), comme c'est le cas pour les binaires X de faible masse (voir §2.5.3). Ceci n'est pas étonnant, car les deux populations seraient liées, les pulsars milliseconde étant probablement le résultat de l'évolution des binaires X de faible masse (voir §2.8.1). D'ailleurs au moins 80 des 140 pulsars milliseconde détectés dans les amas globulaires sont en binaires (Ransom 2007). La majorité des pulsars détectées dans les amas globulaires sont des pulsars milliseconde, ce qui conforte le lien entre binaire X de faible masse et pulsars milliseconde (Ransom 2007).

On estime qu'environ 1 000 pulsars milliseconde se trouvent dans les amas globulaires galactiques (Heinke *et al.* 2005). Les simulations numériques menées par Ivanova *et al.* (2008) permettent de reproduire le nombre observé de pulsars milliseconde et de contraindre les modèles de formation de ces objets.

## 2.9 Trous noirs dans les amas globulaires

Les amas globulaires ont pu être le lieu de formation de nombreux trous noirs stellaires (Larson 1984). Cependant, à ce jour, aucune des sources X des amas globulaires galactiques n’a été identifiée comme un tel trou noir (p.ex. Verbunt & Lewin 2006). Dans le disque galactique, on considère qu’un objet compact plus massif que  $3 M_{\odot}$  en binaire est un candidat trou noir stellaire (p.ex. Orosz 2003). Dans un amas globulaire, cette population dériverait donc rapidement vers le cœur de l’amas globulaire par ségrégation de masse (voir §1.2.2.2). Cependant, la présence d’une population d’objets aussi massifs dans le cœur d’un amas globulaire semble conduire à l’expul-

sion dynamique de la majorité des trous noirs stellaires hors de l'amas (Larson 1984 ; Kulkarni *et al.* 1993 ; Sigurdsson & Hernquist 1993 ; Kalogera *et al.* 2004). Il est toutefois possible qu'un seul trou noir stellaire se retrouve en binaire et soit détectable en X au cœur des amas globulaire galactique (Kalogera *et al.* 2004).

Certaines sources X associées à des amas globulaires extragalactiques ont une luminosité supérieure à la luminosité d'Eddington d'une étoile à neutrons (p.ex. Barnard *et al.* 2008). De telles sources X ultra-lumineuses pourraient correspondre à plusieurs sources non résolues, ou à l'émission d'un seul objet suffisamment massif comme un trou noir (Makishima *et al.* 2000). Le fait qu'une source ultra-lumineuse montre une variabilité grande et rapide permet d'identifier la source comme un seul objet massif. C'est le cas dans un amas globulaire de la galaxie NGC 4472, où une source ultra-lumineuse ( $4,5 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ ) montre une variation d'un facteur 7 en moins de 3 h (Maccarone *et al.* 2007). Cependant, les amas globulaires semblent présenter un déficit en binaires à trou noir, en accord avec l'idée qu'il ont été rapidement expulsés (Kalogera *et al.* 2004).

Si on étend la relation entre la dispersion de vitesse dans une galaxie active et la masse de son trou noir central super-massif, on peut penser que les amas globulaires doivent posséder un trou noir de masse intermédiaire de l'ordre de  $\sim 10^3 M_{\odot}$  (p.ex. Noyola *et al.* 2008). Un trou noir de masse intermédiaire aurait un effet sur la dynamique d'un amas globulaire, en participant au réchauffement du cœur (voir §1.2.4.3). Les observations des profils de luminosité dans le visible des amas amènent à penser que certains possèdent un tel trou noir (Gerssen *et al.* 2002 ; Gebhardt *et al.* 2005 ; Noyola *et al.* 2008). Cependant les tentatives d'observations plus directes de l'émission X et ultraviolet de ce trou noir, par accréation de la matière intra-amas ou d'étoiles proches, n'a permis de donner que des limites assez contraignantes sur la masse d'un tel trou noir (p.ex. Grindlay *et al.* 2001a).

## 2.10 Résumé des propriétés X

**TAB. 2.1** – Propriétés des sources X des amas globulaires. La luminosité X est donnée en  $[\text{erg s}^{-1}]$  entre 0,5–8 keV. Les modèles d'émission indiqués sont la loi de puissance (PO), le corps noir (BB), l'atmosphère d'hydrogène pour une étoile à neutron (NSA) et l'émission bremsstrahlung (BR).

Type de source	Luminosité X	Spectre X	Autres propriétés
Binaire X de faible masse brillante	$10^{36} - 4 \times 10^{38}$	PO 1,5–3, BB $\sim 10^7$ K	Éruptions de type I $\sim 1$ s
Binaire X de faible masse en quiescence	$5 \times 10^{31} - 10^{34}$	NSA $\sim 10^7$ K	
Variable cataclysmique	$10^{29} - 10^{33}$	BR $\sim 10$ keV	Éruptions
Binaire active	$10^{29} - 10^{32}$	2 BB $\sim 10^6, 10^7$ K	Éruptions 1–20 ks
Pulsar milliseconde	$< 10^{30} - 10^{31}$	BB $\sim 10^6$ K, PO 1–1,5	

## Chapitre 3

### Instruments et observations multi-longueurs d'onde



**FIG. 3.1** – Quelques observatoires utilisés au cours de cette thèse. En haut à gauche : vue d'artiste de l'observatoire X XMM-Newton en orbite autour de la Terre. En haut à droite : vue d'artiste de l'observatoire X Chandra. En bas à gauche : vue aérienne du VLT (*Very Large Telescope*) sur le Cerro Paranal au Chili. En bas à droite : photo de quelques antennes du GMRT (*Giant Metrewave Radio Telescope*) en Inde.

De nombreux instruments ont été utilisés au cours de cette thèse, dans l'objectif de recouper des informations provenant de multiples domaines de longueur d'onde. Je présente dans ce chapitre l'importance des observations multi-longueurs d'onde et je donne une description technique des différents observatoires utilisés. J'introduis aussi les outils disponibles pour analyser les données provenant de ces observatoires.

### 3.1 Nécessité des observations multi-longueurs d'onde

Le projet présenté dans cette thèse a pour objectif l'identification de sources X faibles dans les amas globulaires. Le point de départ est donc l'observation avec des observatoires X, en particulier XMM-Newton et Chandra. Contrairement aux observations dans le visible où la densité d'étoiles est un problème, les observations dans le domaine X permettent littéralement de sonder le cœur des amas globulaires, en s'intéressant à une population d'objets qui est localisée au plus près du centre (par ségrégation de masse, voir §1.2.2.2).

Cependant, comme les amas globulaires sont relativement éloignés (voir §1.1.1) et les sources X attendues particulièrement faibles (voir §2), les données X ne permettent généralement pas de lever certaines ambiguïtés. Par exemple, une variable cataclysmique et un noyau actif de galaxie en arrière plan peuvent présenter les mêmes propriétés spectrales dans une observation X d'amas globulaire (p.ex. Hertz & Grindlay 1983). D'autre part, différents objets d'un amas globulaire peuvent présenter les mêmes luminosités X et le même indice de pente spectrale. Par exemple, il est généralement difficile de différencier un pulsar milliseconde, une variable cataclysmique ou une binaire active à partir des données X seulement (p.ex. Heinke *et al.* 2005). L'identification et la description des objets responsables de l'émission X nécessite donc plus d'informations que les données X elles-mêmes.

En cumulant des informations sur tout le spectre électromagnétique, des ondes radio aux rayons gamma, il est par contre possible de contraindre tous les mécanismes d'émission d'une source et d'apporter plusieurs arguments pour son identification. Par exemple, un pulsar milliseconde présente une émission en radio importante (p.ex. Lorimer 2005), alors que l'émission radio d'une variable cataclysmique est faible par rapport à son émission X (Chanmugam 1987). L'obtention de spectres d'une source dans le visible donne éventuellement accès à sa composition chimique (raies correspondant à différents éléments), à sa géométrie (par la forme des raies), ou à son déplacement radial (décalage des raies). Ces observations se révèlent particulièrement utiles pour l'identification de variables cataclysmiques et de binaires actives. Les observations multi-longueurs d'onde permettent donc de lever les ambiguïtés des données X seules.

Les observatoires utilisés au cours de la thèse sont présentés dans les sections suivantes (XMM-Newton, Chandra, Télescope Spatial Hubble, VLT, GMRT). De plus, des données provenant du réseau d'antennes ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) et de l'observatoire spatial Spitzer ont pu être analysées en utilisant des bases de données publiques.

## 3.2 XMM-Newton

### 3.2.1 Description de l'observatoire

XMM-Newton (*X-ray Multi-Mirror*, Jansen *et al.* 2001) est un satellite d'observation des rayons X permettant d'effectuer de l'imagerie et de la spectroscopie à haute résolution. Une illustration est présentée sur la Figure 3.1. XMM-Newton est une pierre angulaire du programme Horizon 2000 de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Le satellite pèse 3 800 kilogrammes et mesure 10 m de long, 16 m de large avec ses panneaux solaires déployés et 4 m de diamètre. Il fut lancé de la base de Kourou en Guyane française le 10 décembre 1999, par une fusée Ariane 5. Il est maintenant placé sur une orbite elliptique autour de la Terre, de période 48 h, allant de 7 000 à 114 000 kilomètres et inclinée de 40°. Cette orbite permet à XMM-Newton d'évoluer loin des ceinture de radiation de la Terre qui parasiteraient les observations X et elle permet des observations de relativement longue durée. La mission a été prolongée récemment jusqu'au 31 décembre 2012. Toutes les informations détaillées sur XMM-Newton sont disponibles dans un manuel complet (XMM-Newton SOC Team 2007) et je présente ici seulement un résumé.

XMM-Newton est constitué de 3 télescopes sensibles aux rayons X qui permettent d'atteindre une surface collectrice combinée de 4 300 cm<sup>2</sup> à 1,5 keV. Chacun de ces télescopes est composé de 58 coquilles de miroirs concentriques, imbriquées les unes dans les autres et dont la surface est recouverte d'or. Les miroirs sont de type Wolter I à incidence rasante (assemblage de surfaces paraboloides et hyperboloides, p.ex. Wolter 1971 ; Aschenbach 1985), qui permettent de focaliser les rayons X avec une distance focale de 7,5 m (Figure 3.2).

Les télescopes couvrent un intervalle d'énergies photoniques comprises entre 0,1 et 15 keV. Le champ de vue a un diamètre de 30' environ. La fonction d'étalement du point des miroirs a une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 5–6". La précision de pointage est d'environ 2" et les distorsions sur le champ de vue inférieures à 1".

### 3.2.2 Instruments

#### 3.2.2.1 EPIC : *European Photon Imaging Cameras*

Le plan focal principal est composé des 3 détecteurs EPIC (*European Photon Imaging Cameras*). Ces dispositifs sont des assemblages de détecteurs à couplage de charge (CCDs, *Charge-Coupled Devices*) qui utilisent deux technologies différentes : les semi-conducteurs métal-oxyde (MOS) et les photo-diodes ou jonctions PN. Deux caméras sont de type MOS (MOS1 et MOS2, Turner *et al.* 2001). Elles fonctionnent en parallèle avec les dispositifs RGS (*Reflection Grating Spectrometer*, voir §3.2.2.2 et Figure 3.2) et reçoivent donc la moitié du flux. La troisième caméra est de type PN (Strüder *et al.* 2001) et elle dispose de tout le flux transmis par le troisième miroir.

Différents filtres sont disponibles (*thick, medium, thin*) pour bloquer le flux de lumière dans les domaines infrarouge, visible et ultraviolet. Les détecteurs EPIC sont en effet également sen-



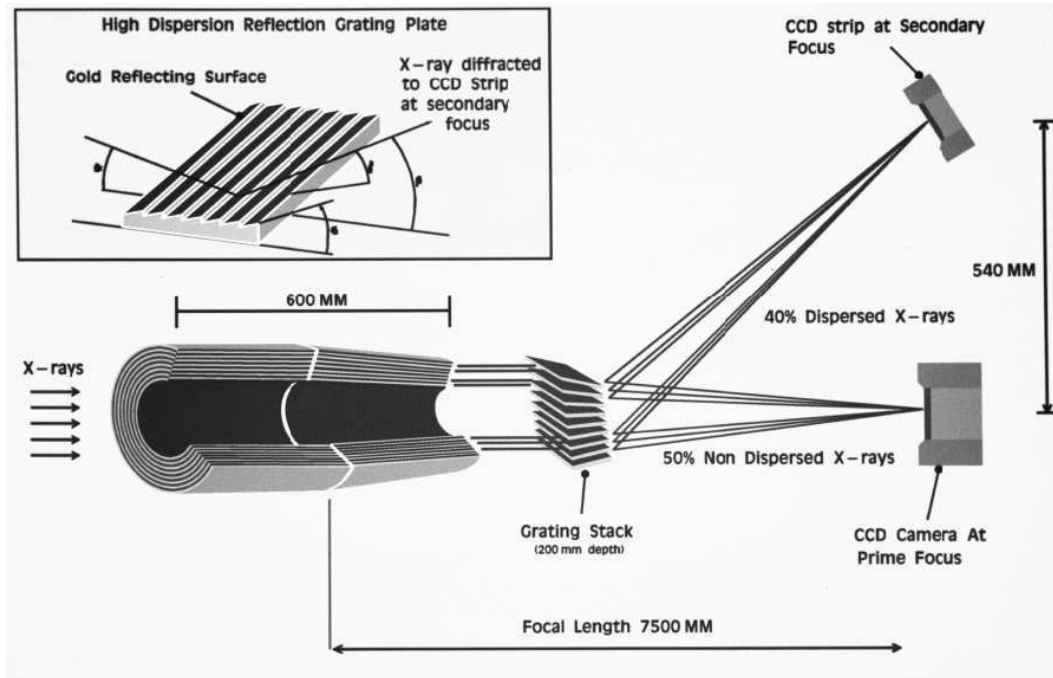


FIG. 3.2 – Schéma de principe des systèmes optiques de XMM-Newton.

sibles à cette lumière. Les modes d'utilisation (*full frame*, *large window*, *small window* and *timing mode*, ...) permettent de choisir différents champs de vue associés à différentes résolutions temporelles, en vue de maximiser la sensibilité de l'instrument pour les sources brillantes et d'éviter la saturation (*pile-up*).

Les MOS sont composés de 7 CCDs qui sont éclairés par devant et qui observent chacun une portion du ciel de  $10,9' \times 10,9'$ . Chaque pixel couvre  $1,1'' \times 1,1''$  du champ de vue. L'efficacité quantique de ces détecteurs est particulièrement importante dans la bande d'énergie 0,2 – 10 keV. La résolution en temps d'arrivée des photons varie en fonction du mode d'acquisition entre 2,6 s (*full frame mode*) et 1,75 ms (*timing mode*).

Le PN est un assemblage de 12 CCDs qui sont éclairés par le dos et qui observent chacun une portion du ciel de  $13,6' \times 4,4'$ . Chaque pixel a une taille correspondant à  $4,1'' \times 4,1''$  du champ de vue. La bande d'énergie pour laquelle l'efficacité quantique est importante est 0,1 – 12 keV et l'instrument est efficace jusqu'à 15 keV. Cet instrument a une résolution temporelle plus grande : 76 ms (*full frame mode*), 0,03 ms (*timing mode*) et 7  $\mu$ s (*burst mode*).

Ces détecteurs sont sensibles à l'énergie des photons et permettent donc d'effectuer de la spectroscopie non-dispersive. La résolution en énergie est d'environ 100 eV à 2 keV.

Le bruit de fond instrumental qui affecte ces détecteurs peut être divisé en deux composantes : le bruit des détecteurs qui est particulièrement fort en dessous de 200 eV et l'émission due à l'interaction de particules avec la structure qui devient importante au delà de quelques keV. Une partie de ce bruit est particulièrement variable et est attribuée aux protons mous ( $< 100$  keV) qui peuvent provenir du Soleil par exemple. Une autre partie du bruit qui est plus stable est due aux particules très énergétiques ( $> 100$  MeV).

### 3.2.2.2 RGS : *Reflection Grating Spectrometer*

En parallèle avec les deux MOS, deux grilles de réflexion envoient environ la moitié du flux de photons vers un autre plan focal (Figure 3.2). Ce flux est dispersé en énergie vers 9 détecteurs de type MOS (similaires aux CCDs MOS de EPIC) qui forment une ligne. Ce spectromètre dispersif permet d'atteindre des résolutions spectrales  $R \sim 100$  à 500 dans la bande d'énergie 0,33–2,5 keV (5–38 Å). Une description plus détaillée peut être trouvée dans den Herder *et al.* (2001). Cet instrument ne permet pas l'observation de sources faibles et nombreuses comme celles des amas globulaires, car le flux n'est pas suffisant et les sources ne sont pas séparables.

### 3.2.2.3 OM : *Optical Monitor*

Le Moniteur Optique (Mason *et al.* 2001) est un télescope de type Ritchey-Chrétien amélioré avec un champ de vue de  $17'' \times 17''$  et permettant l'observation dans la bande de longueurs d'onde 180–600 nm. Le miroir primaire est une pièce de 30 cm de diamètre, ce qui permet de détecter des sources jusqu'à la magnitude  $B = 23,5$  pour une étoile de type A lors d'une intégration de 1 000 s en lumière blanche ( $6\sigma$ ). La largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point est de 1,4 à 2'' selon le filtre utilisé et les pixels correspondent à une taille de 0,4765''. Les filtres disponibles sont : V, B, U, UVW1, UVM2 et UVW2, centrés à 543, 450, 344, 291, 231 et 212 nm, respectivement. Le Moniteur Optique est particulièrement utilisé pour ses capacités en ultraviolet. Deux prismes de Carpenter sont disponibles, dans le visible et dans l'ultraviolet, qui permettent d'obtenir des spectres avec une résolution spectrale de l'ordre de 250. Dans le mode d'acquisition rapide (*fast mode*), la résolution en temps est de 0,5 s.

## 3.2.3 Catalogue des sources XMM-Newton

Le centre de sondage du ciel avec XMM-Newton (SSC, *Survey Science Center*) effectue un traitement automatique des données XMM-Newton, ainsi qu'une détection de sources dans chaque champ de vue et une estimation de différents paramètres pour chaque source (flux, rapport de dureté, variabilité, ...). Ce travail a permis la publication d'un catalogue de sources XMM-Newton, le catalogue 2XMM (Watson *et al.* 2008). Il contient 191 870 sources sur une région du ciel de  $\sim 360 \text{ deg}^2$  ( $\sim 1\%$  du ciel). Ce catalogue est consultable en ligne<sup>1</sup>.

## 3.2.4 Utilisation du SAS pour le traitement de données

Des outils pour traiter, étalonner et analyser les données provenant de XMM-Newton ont été développés. Ils sont regroupés dans un logiciel, le SAS (*Science Analysis System*) fourni par le centre d'opération scientifique de XMM-Newton (SOC) et qui peut être téléchargé librement<sup>2</sup>. Les versions utilisées au cours du travail de thèse sont les versions 7.0 et 7.2. Les fichiers de

<sup>1</sup><http://xmm.esac.esa.int/xsa>

<sup>2</sup><http://xmm.vilspa.esa.es/sas>

données sont au format FITS (*Flexible Image Transport System*, Wells *et al.* 1981) et le SAS utilise largement les programmes de Ftools (voir §3.2.5).

Les outils du SAS permettent d'obtenir des listes d'évènements étalonnés en coordonnées spatiales, en temps d'arrivée et en énergie. De plus, plusieurs techniques de filtrage des données permettent d'éliminer une grande partie des évènements défectueux (bruit de fond, mauvais pixels, ...).

A partir des données EPIC, il est possible de créer des images du champ de vue, ainsi que des spectres en énergie et des courbes de lumière des différentes sources. Les images permettent de procéder à la détection de sources. Pour chaque source, il est nécessaire de créer des fichiers de réponse instrumentale pour exploiter les spectres. Comme tous les systèmes optiques, une observation avec XMM-Newton est affecté par un vignettage. Il est donc nécessaire d'estimer la carte d'exposition de chaque observation, car les régions éloignées de l'axe optique sont moins éclairées à cause de ce vignettage.

Les données du Moniteur Optique peuvent aussi être traitées par les outils du SAS. Des images étalonnées sont créées et permettent la détection de sources. Dans le mode d'acquisition rapide, le Moniteur Optique fonctionnent presque comme les caméras EPIC, en produisant des listes d'évènements pour le filtre choisi.

### 3.2.5 Outils : Ftools, Xanadu, PIMMS

Les données X ont été analysées en partie avec les outils de Ftools<sup>3</sup> (Blackburn 1995) et Xanadu<sup>4</sup>. Xanadu regroupe des outils d'analyse adaptés à plusieurs missions X. En particulier, Xspec (Arnaud 1996) permet l'analyse des spectres X générés par exemple par le SAS. Les outils de Xanadu/Xronos ont aussi été utilisés pour l'analyse temporelle de l'émission des sources X.

PIMMS<sup>5</sup> (*Portable, Interactive Multi-Mission Simulator* Mukai 1993) permet de simuler des observations de sources avec les différents instruments de haute énergie exploités actuellement. À partir d'un modèle d'émission, PIMMS estime le taux de comptage ou le flux attendu. WebPIMMS est une interface web donnant un accès rapide à PIMMS.

### 3.2.6 IDL : *Interactive Data Language*

De manière plus générale, des procédures écrites pour IDL<sup>6</sup> (*Interactive Data Language*) permettent l'analyse des données X et même de tout type de données astronomiques. IDL est un langage orienté vers l'analyse et la visualisation de données sous forme de tableaux. La bibliothèque Astrolib<sup>7</sup> (Landsman 1993) est particulièrement adaptée à l'utilisation de fichiers FITS et de données astronomiques.

<sup>3</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/ftools>

<sup>4</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft>

<sup>5</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/tools/pimms.html>

<sup>6</sup><http://www.itvis.com/idl>

<sup>7</sup><http://idlastro.gsfc.nasa.gov>

## 3.3 Chandra

### 3.3.1 Description de l'observatoire

Le satellite Chandra (CXO, *Chandra X-ray Observatory*, Weisskopf *et al.* 2000) est un télescope à rayons X développé par la NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) aux États-Unis. Une illustration est présentée à la Figure 3.1. Il s'agit du troisième « grand observatoire » spatial développé par la NASA, après le Télescope Spatial Hubble et le CGRO (*Compton Gamma-Ray Observatory*). Le quatrième et dernier grand observatoire, le satellite Spitzer, a été mis en service en 2003. Le satellite pèse 4 800 kg et mesure près de 14 m de long et 3 m de diamètre. Il a été lancé le 23 juillet 1999 par la navette spatiale Columbia lors de la mission STS-93. Il est maintenant placé sur une orbite elliptique autour de la Terre d'une période de 64 h, allant de 10 000 à 140 000 km. Comme pour XMM-Newton, cette orbite permet à Chandra d'évoluer loin des ceintures de radiation de la Terre pour de longues périodes d'observation. Toutes les informations détaillées sur Chandra sont disponibles dans le guide de préparation d'observation (Chandra X-Ray Center Teams 2007) et je présente ici seulement un résumé.

Chandra possède un système de focalisation des rayons X composé de 4 miroirs concentriques et imbriqués dont la surface est recouverte d'iridium pour une surface collectrice de 600 cm<sup>2</sup> à 1,5 keV. Ces miroirs sont de type Wolter I et permettent de focaliser les rayons X à incidence rasante dans la bande d'énergie 0,1 – 10 keV. Le diamètre du plus grand miroir est de 1,2 m et la distance focale est de 10 m.

Le champ de vue a un diamètre de 30' environ et la résolution angulaire est de 0,5". La précision de pointage du satellite est de 0,4" (à 1 $\sigma$ ) et les distorsions sur le champ de vue inférieures à 0,1". De plus, le satellite effectue un très léger mouvement de balayage en 8 (sur  $\sim 1''$ ) de la zone observée. De cette manière, les trous entre les capteurs sont en partie recouverts.

### 3.3.2 Instruments

#### 3.3.2.1 ACIS : *Advanced CCD Imaging Spectrometer*

L'instrument ACIS est composé de deux réseaux de CCDs : ACIS-I (image) avec 4 CCDs en carré (correspondant à une région du ciel de 16,9'  $\times$  16,9') et ACIS-S (spectromètre) avec 6 CCDs en ligne (8,3'  $\times$  50,6'). Ces détecteurs sont particulièrement sensibles dans la gamme d'énergie 0,5 – 8 keV. Les CCDs sont éclairés par devant, sauf les CCDs ACIS-S1 et S3 qui sont éclairés par le dos. Ces derniers ont une sensibilité différente, légèrement accrue dans les basses énergies (jusqu'à 0,2 keV). Chaque CCD contient 1024  $\times$  1024 pixels, avec des pixels correspondant à une taille de 0,492" sur le ciel. Ces détecteurs permettent d'obtenir des images à haute résolution (0,5"), avec une résolution en énergie de 60 eV à 1 keV. La résolution temporelle des événements est de 3,2 s. Un mode d'acquisition continu permet d'atteindre une résolution temporelle de 2,85 ms, mais avec des images de 1  $\times$  1024 pixels (Chandra X-Ray Center Teams 2007).

### 3.3.2.2 HRC : *High Resolution Camera*

L'instrument HRC est une galette de micro-canaux (MCP, *MicroChannel Plate*), c'est à dire un dispositif amplificateur de charge électrique au fonctionnement similaire à celui du photomultiplicateur. Il est composé de deux plans de détection, un pour l'imagerie (HRC-I) et un pour la spectroscopie (HRC-S). Le champ de vue de HRC-I est de  $30' \times 30'$  et celui de HRC-S est de  $6' \times 99'$ . Les pixels ont une taille de  $0,13''$ , qui permet d'atteindre une résolution angulaire légèrement meilleure que celle de l'instrument ACIS ( $0,4''$ ). La résolution en énergie est par contre inférieure ( $1 \text{ keV}$  à  $1 \text{ keV}$ ). Les détecteurs HRC permettent des acquisitions en mode rapide, avec une résolution temporelle de  $16 \mu\text{s}$ .

### 3.3.2.3 HETGS : *High Transmission Grating Spectrometer*

Il s'agit d'un ensemble de grilles qui permettent de projeter un spectre sur les détecteurs ACIS-S (ou éventuellement HRC-S). La résolution spectrale obtenue est alors de  $0,4$  à  $77 \text{ eV}$  dans la bande d'énergie  $0,4 - 10 \text{ keV}$ . Plus d'information sont données dans Canizares *et al.* (2005). Cet instrument n'est pas utilisé dans cette thèse car les sources X étudiées sont trop faibles.

### 3.3.2.4 LETGS : *Low Transmission Grating Spectrometer*

Le LETGS est composé d'une grille positionnée après les miroirs qui permet de projeter un spectre sur le plan focal. Le LETGS permet d'effectuer de la spectroscopie à haute résolution ( $R > 1000$ ) dans la bande d'énergie  $0,07 - 0,15 \text{ keV}$  ( $80 - 175 \text{ \AA}$ ) et une résolution plus modérée ( $R \sim 20$ ) à plus haute énergie (jusqu'à  $10 \text{ keV}$ ). Il est utilisé de manière nominale avec les détecteurs HRC-S (voir Chandra X-Ray Center Teams 2007, pour plus d'information). Comme le HETGS, cet instrument n'est pas utilisé dans cette thèse à cause de la faible luminosité des sources étudiées.

## 3.3.3 Traitement de données avec CIAO

Une suite d'outils spécifiques a été développée par le CXC (*Chandra X-ray Center*) pour le traitement des données Chandra : le logiciel CIAO (*Chandra Interactive Analysis of Observations*) qui est disponible librement<sup>8</sup>. La version 3.4 a été utilisée au cours de ce travail de thèse. Les données d'étalonnage sont régulièrement mises à jours et sont disponibles dans une base de données, CALDB, qui est utilisée par les outils de CIAO. La version 3.4.0 de CALDB a été utilisée. CIAO utilise des fichiers FITS et fait appel aux programmes de Ftools (voir §3.2.5).

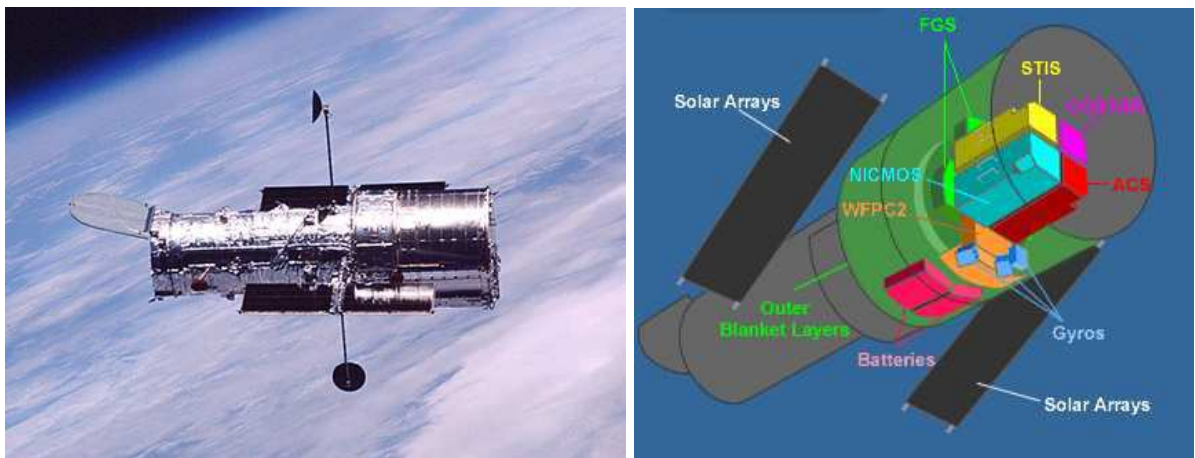
Les outils de CIAO permettent donc d'étalonner les données en position, énergie et temps d'arrivée, puis de filtrer pour les événements defectueux. Ensuite des outils de détection de sources et de manipulation des listes d'évènements permettent d'obtenir des images, des spectres en énergie et des courbes de lumière pour les différentes sources. Ces produits peuvent être analysés de la même manière que les produits du SAS de XMM-Newton (voir 3.2.5).

<sup>8</sup><http://cxc.harvard.edu/ciao>

### 3.3.4 ACIS Extract

ACIS Extract (Broos *et al.* 2002) est une série de procédures fonctionnant sous IDL (voir 3.2.6) qui permettent d'extraire toutes les informations relatives aux sources détectées avec le détecteur ACIS. Ces procédures exécutent les différents outils de CIAO pour obtenir flux, couleurs, spectres et courbes de lumière de manière automatisée. Des outils d'analyses spectrale (comme Xspec, voir 3.2.5) et temporelle peuvent aussi être exécutés automatiquement, de manière à rassembler dans un tableau toutes les propriétés des sources qui permettront leur analyse scientifique.

## 3.4 Le Télescope Spatial Hubble



**FIG. 3.3** – Le Télescope Spatial Hubble, pris en photo depuis la navette spatiale lors d'une mission d'entretien (gauche) et schéma des instruments actuellement à bord (droite).

### 3.4.1 Description de l'observatoire

Le Télescope Spatial Hubble (Endelman 1997) est le premier « grand observatoire » spatial développé par la NASA. Le télescope a été lancé le 25 avril 1990 par la mission STS-31 de la navette spatiale Discovery. Il pèse environ 11 tonnes, fait 13,2 m de long et a un diamètre maximum de 4,2 m. Il est en orbite elliptique basse à environ 600 km d'altitude et effectue un tour complet de la Terre toutes les 100 minutes (Endelman 1997).

C'est un télescope réflecteur à deux miroirs de type Ritchey-Chrétien, dont le miroir primaire a un diamètre d'environ 2,4 m. Ce télescope a une résolution optique meilleure que 0,1 seconde d'arc et permet l'acquisition d'images dans l'infrarouge proche, le visible et l'ultraviolet (Endelman 1997). Son champ de vue a un diamètre d'environ 2,5' au maximum.

### 3.4.2 Instruments

Les instruments STIS et WFPC2 qui ont été utilisés au cours de la thèse et sont décrits ici.

### 3.4.2.1 STIS : *Space Telescope Imaging Spectrograph*

STIS est un instrument composé de 3 détecteurs : un détecteur CCD (région du ciel couverte de  $52'' \times 52''$ , pixels de  $0,05''$ , bande 1640–10 300 Å) et deux détecteurs MAMA (galettes de micro-canaux Cs<sub>2</sub>Te et CsI,  $25'' \times 25''$ , pixels de  $0,025''$ ) fonctionnant dans les bandes 1600–3100 Å (NUV-MAMA) et 1150–1700 Å (FUV-MAMA). Différents filtres sont disponible pour sélectionner des bandes plus étroites.

L'instrument STIS permet d'effectuer de la spectroscopie spatialement résolue à basse et moyenne résolution dans la bande de longueurs d'onde 1 150–10 300 Å (avec fente et prisme), de la spectroscopie à haute résolution dans l'ultraviolet (avec grilles de dispersion), de l'imagerie en ultraviolet, ou des observations à grande résolution temporelle dans l'ultraviolet. Des informations détaillées sur cet instrument sont disponibles dans Kim Quijano (2007).

### 3.4.2.2 WFPC2/PC : *Wide Field Planetary Camera 2*

WFPC2 est un instrument qui permet d'effectuer de l'imagerie dans la bande 1 150–10 500 Å. Le plan de détection est composé de quatre CCDs : 3 CCDs (WF1, 2 et 3) couvrent une région en forme de L de  $150'' \times 150''$  avec des pixels de  $0,1''$  et un CCD une région plus petite de  $34'' \times 34''$  avec des pixels de  $0,046''$ . Les caractéristiques de cet instrument sont détaillées dans Heyer (2006).

## 3.4.3 Traitement de données

Le traitement des données du Télescope Spatial Hubble consistent en la suppression du bruit instrumental des images, puis en l'étalonnage en flux des images. Les données d'étalonnages sont acquises juste après les observations scientifiques. Des outils comme IRAF<sup>9</sup> (Image Reduction and Analysis Facility), ou des procédures sous IDL (voir 3.2.6) permettent d'effectuer ce traitement et de procéder à l'analyse des données.

## 3.5 Spectroscopie au *Very Large Telescope*

### 3.5.1 Description de l'observatoire

Le VLT (*Very Large Telescope*, VLT Team 1998) est un projet de l'observatoire européen austral (ESO) qui réunit au sein d'un même site quatre télescopes géants dotés de miroirs de 8 mètres, ainsi que quatre plus petits, afin de combiner leurs images par interférométrie. En mai 1998, le premier télescope opérationnel enregistre sa première lumière. L'année suivante le second télescope est inauguré (5 mars 1999). En 2001, tous les télescopes principaux sont opérationnels.

Le VLT est situé au Chili, au sommet du Cerro Paranal (2 635 m) dans le désert d'Atacama. Il permet l'étude des astres dans les longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge. Une photo

<sup>9</sup><http://iraf.noao.edu>

aérienne du site est reproduite sur la Figure 3.1. Le site a été choisi pour ses qualités climatiques exceptionnelles. En moyenne 78% des nuits sont qualifiées de photométriques. L'humidité est de 5 à 20% et le *seeing* moyen est de 0,66'' pour les meilleures 50 centiles des nuits d'observation.

### 3.5.2 Instruments

Seuls les instruments VIMOS et FORS1 qui ont été utilisés dans cette thèse sont décrits ici.

#### 3.5.2.1 VIMOS : *Visible Multi-Object Spectrograph*

VIMOS (LeFevre *et al.* 2003) est un instrument qui permet d'effectuer de l'imagerie dans les filtres UBVRIz et de la spectroscopie multi-objets basse ( $R \sim 200$ ), moyenne ( $R \sim 600$ ) et haute ( $R \sim 2500$ ) résolution. La gamme de longueurs d'onde en spectroscopie est de 360 à 1 000 nm. VIMOS est constitué de quatre cadrants de  $7' \times 8'$  séparés chacun de  $2''$ . Les pixels ont une taille de  $0,205''$ .

Dans le mode MOS (*Multi-Object Spectroscopy*), un masque est préparé pour les besoins de l'observation avec le logiciel VMMPs (*Vimos Mask Preparation Software*). Selon la résolution, ce masque peut contenir 150 à 750 fentes. Six prismes de Carpenter sont disponibles, permettant différentes résolutions et gammes de longueurs d'onde.

#### 3.5.2.2 FORS1 : *FOcal Reducer and low dispersion Spectrograph*

FORS1 (Appenzeller *et al.* 1998) est un instrument multi-modes (imagerie, polarimétrie, spectroscopie simple fente et multi-objets) dans la gamme de longueurs d'onde 330–1 100 nm. Deux collimateurs (SR, *standard resolution*, ou HR, *high resolution*) peuvent être utilisés permettant des observations avec des pixels correspondant à  $0,125''$  ou  $0,632''$  respectivement. Les champs de vue respectifs sont  $6,8' \times 6,8'$  (SR) et  $4,2' \times 4,2'$  (HR), correspondant à 2 CCDs de  $2k \times 4k$  pixels avec un écart entre CCD de  $4''$  (SR) ou  $2,02''$  (HR) et une rotation de  $0,08^\circ$  pour le deuxième CCD.

### 3.5.3 Traitement de données

Le traitement des données spectroscopiques VIMOS et FORS1 consistent en la suppression du bruit instrumental des images, la localisation des spectres, puis l'étalonnage en flux et en longueur d'onde des spectres obtenus. Les données d'étalonnage sont spécifiques à chaque observation et sont acquises la même nuit que les observations scientifiques. Le traitement peut être exécuté avec différents outils comme IRAF (voir §3.4.3) et IDL (voir §3.2.6). Cependant, des procédures spécifiques à ces instruments ont été développées par l'ESO et sont regroupées dans des logiciels en accès libre<sup>10</sup>. Des manuels décrivent ces procédures et les données (VIMOS Pipeline Team 2005 ; O'Brien 2007). Pour VIMOS, le traitement des données a été effectué avec le programme

<sup>10</sup><http://www.eso.org/observing/dfo/quality/pipeline-status.html>



VIPGI (*VIMOS Interactive Pipeline and Graphical Interface*, Scodeggio *et al.* 2005), qui utilise les procédures développées par l'ESO et décrites dans Marconi *et al.* (2007). L'interface graphique de VIPGI permet de gérer et de classer les différents fichiers de données et d'exécuter les différentes étapes du traitement.

## 3.6 Interférométrie avec le *Giant Meterwave Radio Telescope*

### 3.6.1 Description de l'observatoire

Le GMRT (*Giant Meterwave Radio Telescope*, Ananthakrishnan 1995) est un réseau de 30 antennes paraboliques de 45 m de diamètre éparpillées sur 25 km, non loin du village de Kholad, environ 80 km au nord de Pune en Inde (Figure 3.4). Le réseau est constitué de deux parties : un carré central de 1 km×1 km avec 14 antennes (C00 à C14) et un des bras qui partent en Y sur 14 km (bras Est, Ouest et Sud, numérotés E#, W# et S# respectivement). Il y a 5 antennes sur les bras Est et Sud et 6 sur le bras Ouest (les antennes C07, E01 et S05 n'ont pas été construites faute de financement).

L'observatoire permet de s'intéresser aux sources de déclinaison  $-53$  à  $+90$ . Il permet l'obser-

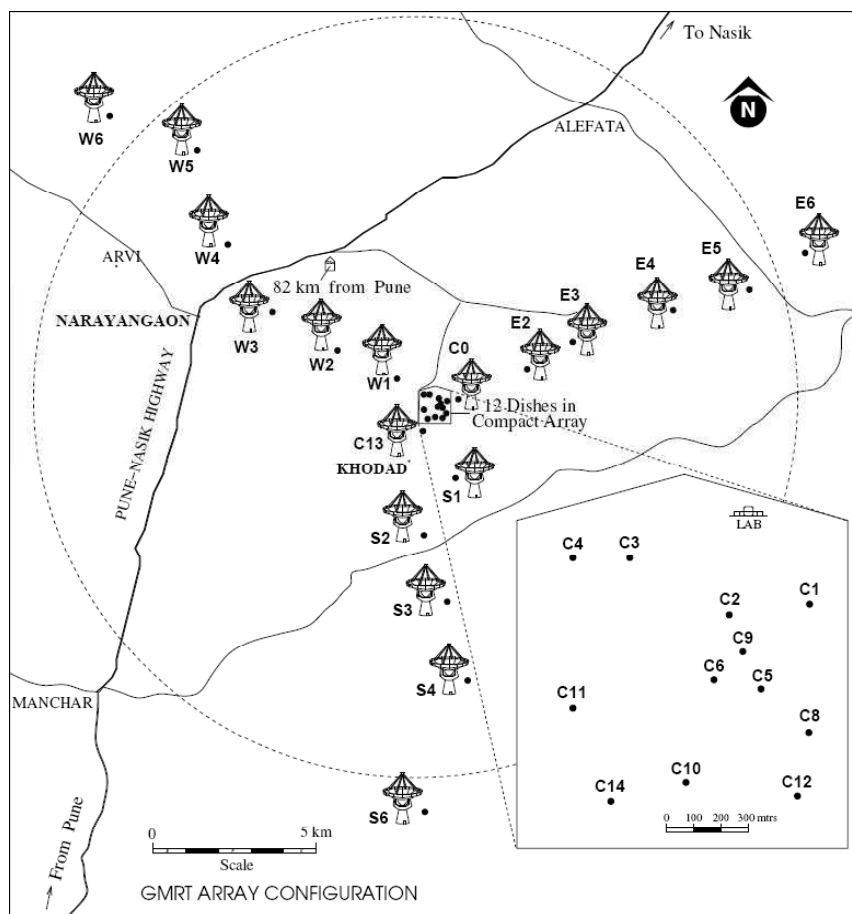


FIG. 3.4 – Disposition des antennes du GMRT.

variation dans 5 bandes de fréquence : 151 MHz, 235 MHz, 325 MHz, 610 MHz et 1 000–1 420 MHz. Ces bandes de fréquence sont par ailleurs protégées par l'Union Internationale des Télécommunications. La résolution angulaire obtenue peut atteindre  $20''$ ,  $13''$ ,  $9''$ ,  $5''$  et  $2''$  et le champ de vue  $186'$ ,  $114'$ ,  $81'$ ,  $43'$  et  $24'$ , pour les fréquences respectives.

### 3.6.2 Interférométrie radio

Le principe de l'interférométrie radio est expliqué par exemple dans Thompson *et al.* (2001). Un interféromètre à deux antennes est représenté sur la Figure 3.5. On considère ici le cas d'une seule source dont on reçoit une onde radio avec des plans d'onde parallèles. Ces deux antennes forment une ligne de base ( $\vec{b}$ ) et reçoivent un signal décalé d'une certaine différence de marche. Au cours du temps, la rotation de la Terre fait tourner la ligne de base autour de son axe de rotation (Figure 3.5). La différence de marche varie donc au cours du temps, ce qui permet au final de repérer la position de la source dans le plan ( $u, v$ ) (défini en Figure 3.6). Ce sont les données de base d'un interféromètre radio. Le traitement de ces données permet d'obtenir une image du champ de vue projetée sur la voûte céleste. La taille du champ de vue correspond au champ de vue d'une antenne et la précision angulaire varie avec la longueur de la ligne de base.

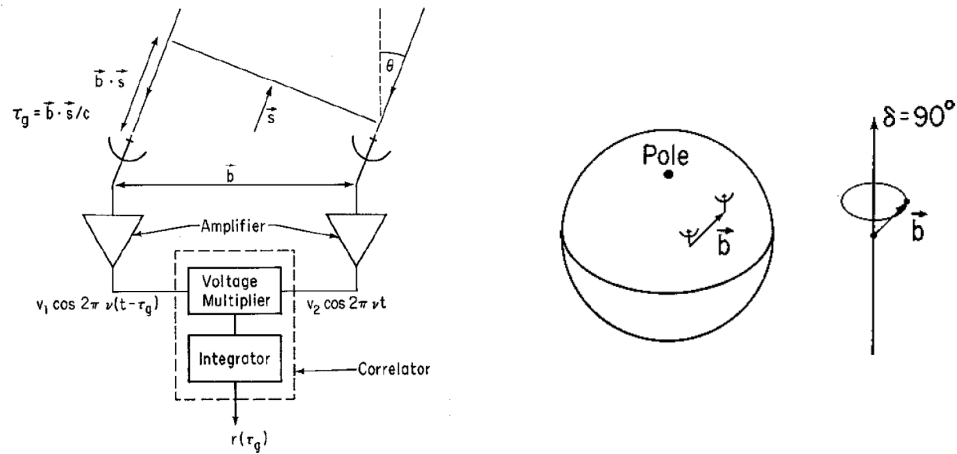


FIG. 3.5 – Schéma d'un interféromètre à deux antennes.

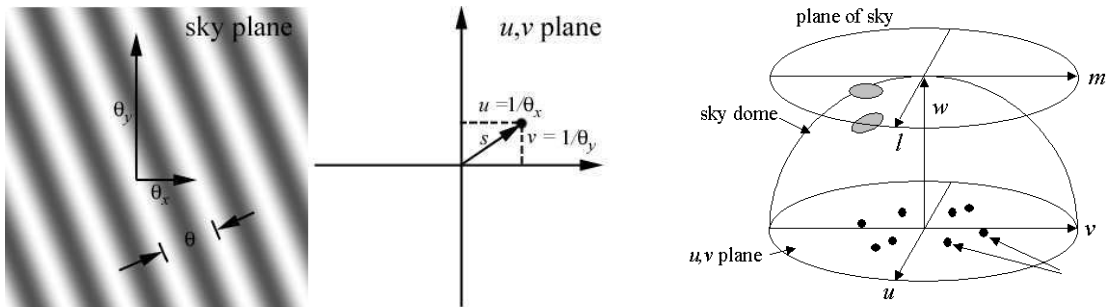


FIG. 3.6 – Interfranges et plan ( $u, v$ ).

Un interféromètre à 30 antennes comme le GMRT permet de sonder le ciel en radio avec  $1 + 2 + \dots + 29 = 435$  lignes de base. Il suffit donc de quelques heures pour avoir une couverture suffisante du ciel, donc du plan  $(u,v)$ , afin de générer une image.

### 3.6.3 Instrumentation

Chaque antenne possède un récepteur (*feed*) au foyer de la parabole. Le signal de chaque antenne est d'abord retardé pour corriger le temps de transport du signal, puis il passe par un corrélateur, qui est la pièce centrale de l'interféromètre, car il permet de déterminer les différences de marche dans le signal et d'en déduire les données  $(u,v)$ .

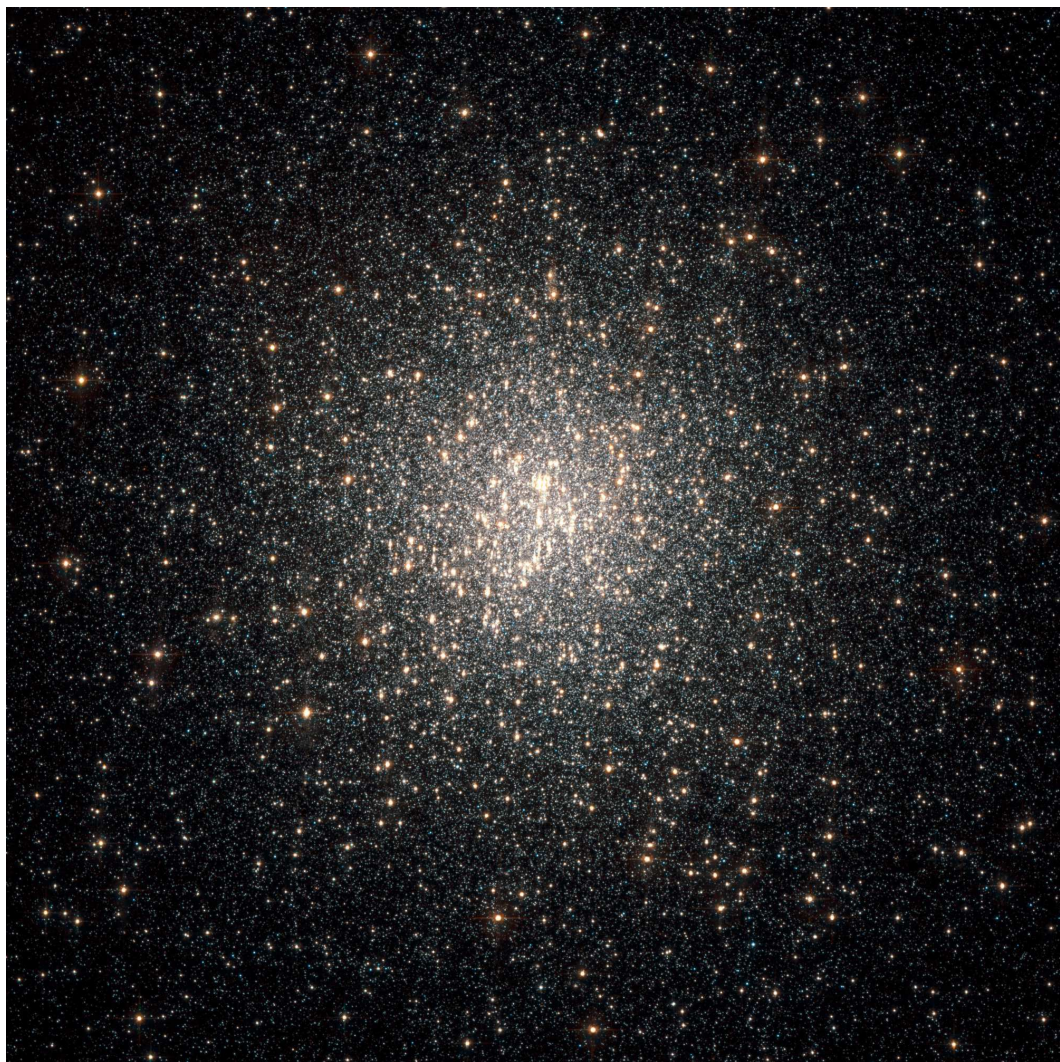
### 3.6.4 AIPS

AIPS (*Astronomical Image Processing System*, AIPS Team 2007) permet le traitement des données acquises par un interféromètre radio. Ce logiciel est développé par le NRAO (*National Radio Astronomy Observatory*) aux États-Unis. Il s'agit d'un programme complet pour l'étalonnage, la construction et l'affichage d'image et l'analyse de ces données. Toute les informations sur l'utilisation de AIPS sont disponibles dans un manuel exhaustif (AIPS Team 2007).

Le traitement de données consiste en l'étalonnage en flux à partir d'une source choisie comme référence (catalogue de sources standards) et d'un étalonnage en phase à partir d'une deuxième source référence située à proximité de la région visée pour optimiser la durée du repointage. La source de référence pour les phases est en effet observée à intervalle régulier lors de l'acquisition de données. Il s'agit principalement de filtrer les données pour ne conserver que les lignes de bases et les périodes de temps où le signal est maximal par rapport au bruit.

## Chapitre 4

### Étude des sources X faibles de l'amas globulaire NGC 2808



**FIG. 4.1** – NGC 2808 vu par le Télescope Spatial Hubble dans le visible.

Ce chapitre présente des travaux publiés dans les deux articles suivants (Annexes C et D) :

*XMM-Newton observations of the Galactic globular clusters NGC 2808 and NGC 4372*

Servillat M., Webb N.A., & Barret D., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 480, 397

*Combined Chandra, XMM-Newton and Hubble Space Telescope observations of the Galactic globular cluster NGC 2808*

Servillat M., Dieball A., Webb N.A., Knigge C., Cornelisse R., Barret D., Long K.S., Shara M.M. & Zurek D.R., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 490, 641

Les sections 4.5.5 (données radio avec ATCA) et 4.5.6 (données infrarouge avec Spitzer) sont ajoutées par rapport aux articles et complètent les points de discussion des sections 4.6.5, 4.6.6, 4.6.7 et 4.6.8.

Les sections 4.6.5 et 4.6.6 comportent un résumé de la publication reproduite en Annexe E :

*Radio observations of NGC 2808 and other globular clusters : constraints on intermediate mass black holes*

Maccarone T.J. & Servillat M., 2008, *MNRAS*, 389, 379

## 4.1 NGC 2808

L'amas globulaire NGC 2808 est situé dans la constellation de la Carène visible depuis l'hémisphère Sud, non loin du disque de la Voie Lactée (Figure 4.1). Ses propriétés en font l'un des plus massifs de la Voie Lactée avec Oméga du Centaure (NGC 5139) et 47 du Toucan (NGC 104). Son cœur est particulièrement dense en étoiles et le taux de collisions entre étoiles est important (Tableau A.1). NGC 2808 figure donc parmi les bons candidats pour contenir de nombreuses binaires serrées et même un trou noir de masse intermédiaire (voir S1.2.2.3).

NGC 2808 est assez éloigné du Soleil (9,6 kpc) et du centre de la Galaxie (9 kpc). Casetti-Dinescu *et al.* (2007) ont décrit l'orbite de cet amas globulaire autour de la Galaxie et en ont déduit que sa trajectoire est très elliptique. Cet amas serait donc passé près du Centre Galactique avant d'évoluer loin du disque pendant une période d'environ 100 000 ans. Comme NGC 2808 est maintenant assez proche du disque galactique ( $b = -11,3^\circ$ , Harris 1996), il est possible que certaines sources dans le champ de vue soient des sources d'avant-plan.

NGC 2808 a déjà été observé en X par l'instrument GIS (*Gas Imaging Spectrometers*) de l'observatoire spatial ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*), avec une limite en sensibilité en flux de  $F_X \sim 3 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Une seule source est répertoriée dans le catalogue GIS (Ueda *et al.* 2001), à  $7,5 \pm 1,3'$  du centre de l'amas. Aucune source X n'a été observée par le satellite ROSAT lors du sondage global du ciel (*All Sky Survey*, Voges *et al.* 1999) avec l'instrument PSPC (*Position Sensitive Proportional Counters*). La sensibilité limite en flux était  $F_X \sim 5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Des observations en ultraviolet ont été effectuées en 2000 avec l'instrument STIS du Télescope Spatial Hubble (voir §3.4). A partir du diagramme couleur–magnitude provenant de ces données, Dieball *et al.* (2005a) ont détecté  $\sim 40$  naines blanches,  $\sim 60$  variables cataclysmiques et  $\sim 60$  traînardes bleues. Parmi les possibles variables cataclysmiques, deux sont variables et une autre possède une contrepartie dans le visible.

Des observations détaillées de NGC 2808 ont aussi été effectuées dans le visible et depuis Harris (1974), on a constaté que la branche horizontale du diagramme couleur–magnitude a des caractéristiques particulières (voir aussi Carretta *et al.* 2006 ; Bedin *et al.* 2000). Cette branche est bimodale avec une partie bleue sensiblement allongée et une partie rouge, séparée par un interstice. Seulement trois amas globulaires présentant cette bimodalité ont été observés jusqu'à maintenant : NGC 6229, NGC 6388, NGC 6441 (Catelan *et al.* 1998). Par ailleurs, la séquence principale a pu être dissociée en trois branches suite à des observations avec le Télescope Spatial Hubble (Piotto *et al.* 2007). Ceci pourrait s'expliquer par la formation successive de trois générations d'étoiles, avec à chaque génération un enrichissement plus important du milieu en hélium et en métaux.

## 4.2 Observation avec XMM-Newton

### 4.2.1 Présentation des données

NGC 2808 a été observé en février 2005 avec les trois détecteurs EPIC (MOS1, MOS2 et PN, voir §3.2.2.1) de l'observatoire spatial XMM-Newton. L'observation a été effectuée en mode *image* avec un grand champ (*full frame window*) et le filtre intermédiaire, pendant une durée de 41,8 ks.

Les données ont été traitées avec le SAS v7.0 et les données d'étalonnage les plus récentes (voir §3.2.4). J'ai obtenu après traitement des listes d'événements dans la bande d'énergie 0,5–10 keV couvrant des périodes de 38,0, 37,3 et 30,2 ks pour les caméras MOS1, MOS2 et PN respectivement.

### 4.2.2 Détection de sources

La première tâche a été de détecter les sources qui sont situées dans le champ de vue. Pour cela, j'ai utilisé les outils du SAS (voir §3.2.4).

L'avantage de XMM-Newton est d'avoir trois télescopes alignés. Une source détectée par plusieurs télescopes à la fois est en effet plus fiable qu'une source détectée par un seul. De plus, j'ai choisi de diviser les événements en trois bandes d'énergies (0,5–1,5, 1,5–3 et 3–10 keV), ce qui apporte le même avantage, à savoir qu'une source détectée dans plusieurs bandes d'énergie est plus fiable. Le maximum de vraisemblance est calculé pour chaque source en tenant compte de ces particularités.

Le script `edetect_chain` permet d'effectuer toutes les étapes de la détection pour les trois instruments et les trois bandes d'énergie simultanément. Il s'agit tout d'abord de calculer le temps

d'observation, puis d'estimer le vignettage, la sensibilité et le bruit de fond sur toute la surface du détecteur. Une première détection est effectuée par la méthode des boîtes glissantes. Ensuite, la procédure `emldetect` permet d'effectuer un ajustement de la fonction d'étalement du point de l'instrument. Cette opération permet d'affiner la position en coordonnées célestes de chaque source et d'en tirer plusieurs paramètres, comme le nombre de coups, le taux de comptage et le maximum de vraisemblance.

A partir des coups dans chaque bande d'énergie, on peut en déduire pour chaque source des rapports de dureté et une estimation du flux. Ces flux sont calculés grâce à des facteurs de conversion (ECF, *energy conversion factors*) qui sont estimés spécifiquement pour notre observation. Afin de les déterminer, j'ai extrait une source sur l'axe et j'ai généré les fichiers de réponse instrumentale pour cette source. Chargées avec Xspec (voir §3.2.5), ces matrices m'ont permis de simuler l'observation d'une source ayant un modèle d'émission connu et moyen : une loi de puissance (*power*) d'indice 1,5 et l'absorption photoélectrique (*phabs*) dans la direction de l'amas. Le rapport du taux de comptage du spectre simulé sur le flux du modèle donne directement un facteur de conversion. Il est nécessaire de calculer ces facteurs pour chaque détecteur et chaque bande d'énergie. Pour donner une idée des erreurs sur le flux, si on choisit un modèle d'émission d'indice 2,0, les flux varient de 1,5%, 2%, 8% pour les trois bandes d'énergie choisies respectivement.

La détection a été effectuée sur des images échantillonnées pour obtenir des pixels de 4'' de côté. Cette taille est similaire à la taille des pixels de la caméra PN (4,1''  $\times$  4,1'') et plus grande que les pixels des caméras MOS (1,1''  $\times$  1,1''). Les fonctions d'étalement du point des instruments (6'' et 5'' pour les caméras MOS et PN respectivement, XMM-Newton SOC Team 2007, §3.1) sont ainsi suffisamment échantillonnées dans un premier temps.

J'ai configuré le script pour utiliser une boîte glissante de 5  $\times$  5 pixels et sélectionner des sources ayant un maximum de vraisemblance supérieur à 10 (détection à  $4\sigma$ ). Cette étape m'a permis de détecter 92 sources sur tout le champ de vue. Cependant la source centrale, alignée avec le cœur de NGC 2808, n'apparaît pas comme une source ponctuelle seule. Dans cette zone, le détecteur a une fonction d'étalement du point mieux définie et un vignettage moins important. J'ai donc échantillonné à nouveau l'image pour obtenir des pixels de 2'' de côté et profiter au maximum de la résolution des caméras MOS. J'ai listé 8 possibles sources visuellement et utilisé la procédure `emldetect` pour estimer leur maximum de vraisemblance et ajuster leurs coordonnées. Parmi ces sources, 5 sont détectées à plus de  $4\sigma$  et les 3 autres à seulement  $2,5\sigma$ .

La détection aboutit finalement à 96 sources dans le champ de vue (détection à  $4\sigma$ ), parmi lesquelles 5 sont situées à moins d'un rayon de demi-masse du centre de NGC 2808. Ces sources sont numérotées par ordre décroissant en flux et de C1 à C5 pour les 5 sources centrales. Une carte des sources est présentée sur la Figure 4.2 et une image couleur avec un agrandissement de la zone centrale sur la Figure 4.3. La liste des sources est disponible dans le tableau final de l'Annexe C.



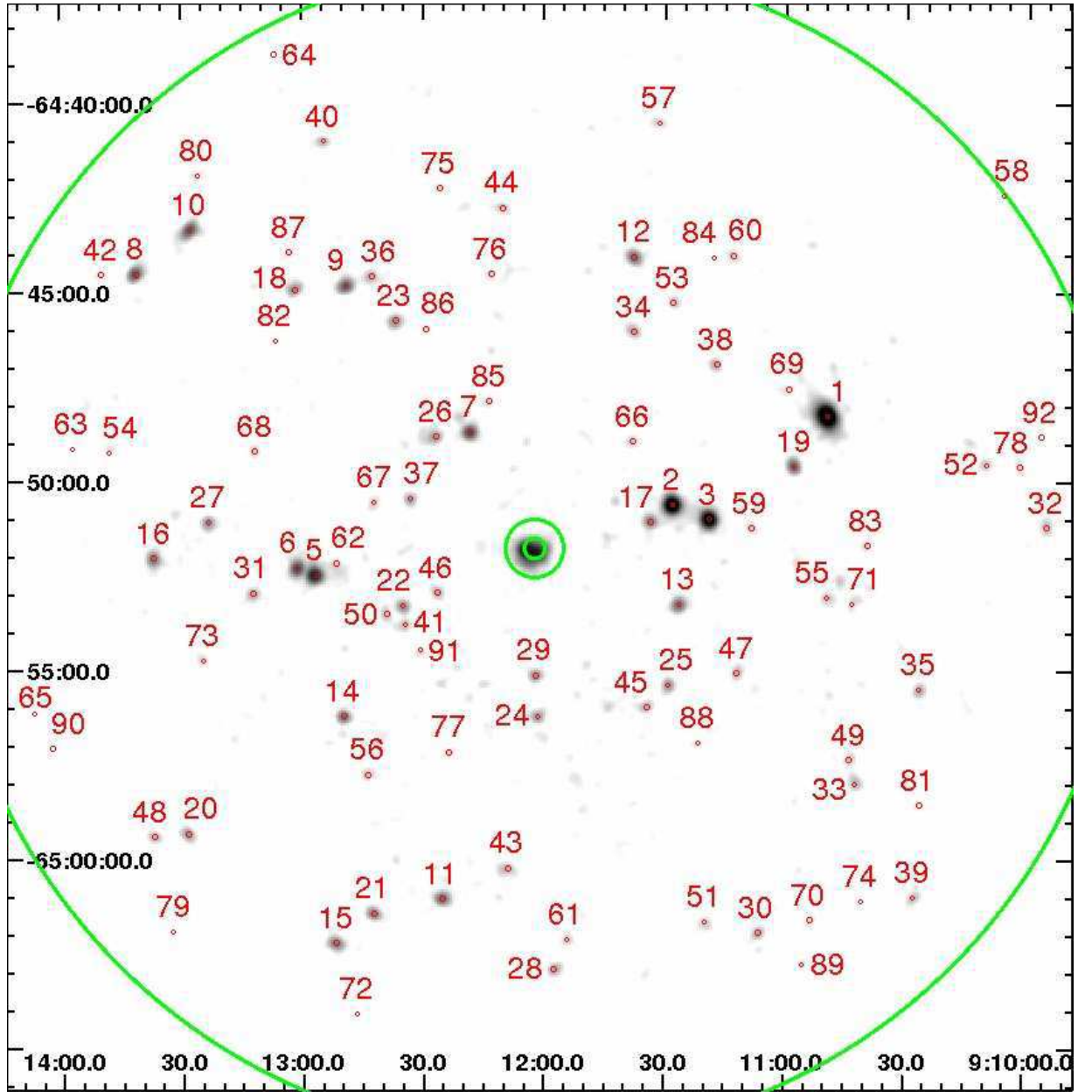


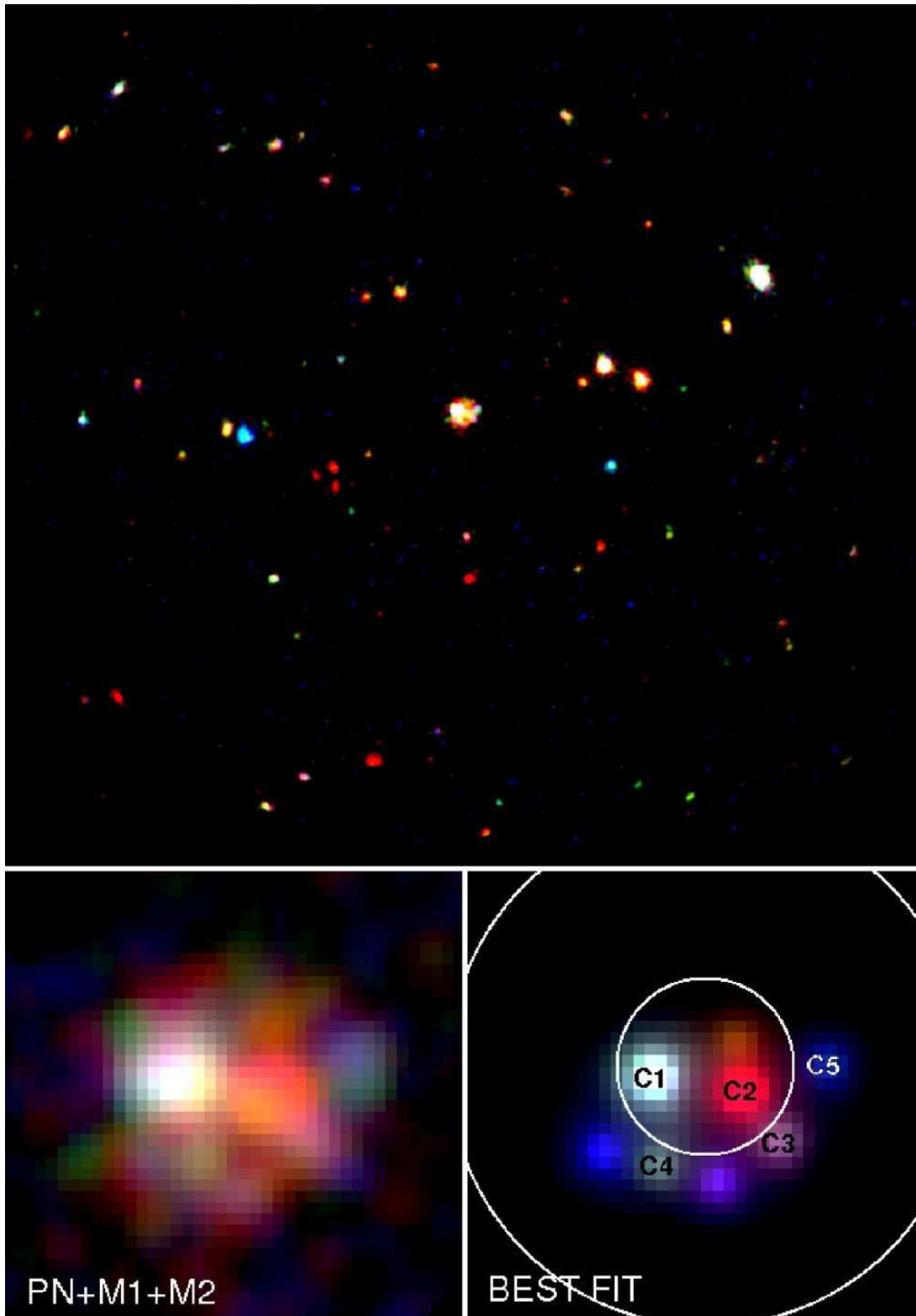
FIG. 4.2 – Carte des sources XMM-Newton en direction de NGC 2808. Les trois cercles sont centrés sur l’amas globulaire et représentent les rayons de cœur, de demi-masse et de marée. Les sources sont représentées par leur cercle d’erreur à 90% et sont numérotées en fonction de leur luminosité.

### 4.2.3 Sources liées à l’amas

Parmi les sources détectées, la plupart sont susceptibles d’être des sources d’arrière plan ou d’avant plan. Cependant, certaines sources peuvent être liées physiquement à l’amas. J’ai donc estimé le nombre de sources X attendues à partir d’un champ de référence qui ne contient pas d’amas globulaire ni d’autres objets particuliers.

J’ai choisi pour cela le champ de référence du *Lockman Hole* (Lockman *et al.* 1986). Les coordonnées du centre du *Lockman Hole* sont  $\alpha = 10^h52^m43^s$  et  $\delta = +57^\circ28'48''$  (J2000) et la densité de colonne dans cette direction est particulièrement faible ( $N_H = 5,7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ ). Ce





**FIG. 4.3** – Image couleur de NGC 2808 observé avec XMM-Newton (rouge :  $0,5 - 1,5$  keV, vert :  $1,5 - 3$  keV, bleu :  $3 - 10$  keV)

Haut : image du champ de vue de XMM-Newton. Le champ a un diamètre de  $30'$  environ.

Bas : image agrandie du cœur de NGC 2808 à gauche et reconstruction des sources à droite (5 sont détectées à  $4\sigma$  et 3 autres à  $2,5\sigma$ ). Les rayons de cœur et de demi-masse sont représentés.

champ a été observé profondément avec différents observatoires X et en particulier XMM-Newton et Chandra (Hasinger *et al.* 2005), pour en déduire une relation  $\log(N)-\log(S)$ , où  $N$  est le nombre de sources détectées avec un flux supérieur à  $S$ . Il nous faut supposer que la distribution des sources X dans le ciel est homogène pour comparer cette observation avec celle de NGC 2808 (cf. Yang *et al.* 2003, pour une discussion sur les limites de cette hypothèse).

Pour tenir compte du vignettage, j’ai divisé le champ en plusieurs anneaux. Ces anneaux sont centrés sur le cœur de l’amas globulaire, qui est aussi le centre de la carte de sensibilité des détecteurs. Leur taille a été choisie pour contenir au moins 5 sources et lorsque cela est possible 20 sources pour que la statistique soit suffisamment fiable. Pour chaque anneau, j’ai évalué le taux de comptage dû au bruit de fond dans des régions sans source de  $15''$  de rayon et en corrigeant pour le vignettage. Ceci permet d’évaluer le taux de comptage minimum détectable comme étant au dessus du bruit de fond de  $4\sigma$  (maximum de vraisemblance de 10). Ensuite, je considère un modèle en loi de puissance d’indice 1,7 (moyenne des sources observées) avec l’absorption en direction de NGC 2808. En utilisant WebPIMMS (voir §3.2.5), je peux en déduire un flux minimum détectable non absorbé. Au centre, le flux minimum détectable obtenu est  $F_{0,5-10 \text{ keV}} = 4,1 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et il atteint  $6,1 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  dans le dernier anneau. Pour une source liée à l’amas, on peut donc en déduire une luminosité minimum détectable de  $L_{0,5-10 \text{ keV}} = 4,5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ .

Pour utiliser la relation  $\log(N)-\log(S)$  présentée par Hasinger *et al.* (2005), le flux doit être converti dans la bande d’énergie 0,5–2 keV. J’en déduis ainsi pour chaque anneau le nombre de sources d’arrière plan attendues. J’ai tenu compte de deux erreurs dont j’ai fait la somme quadratique. Une erreur de 10% sur le flux et une imprécision de 10% sur la relation  $\log(N)-\log(S)$ . Les résultats sont présentés dans le Tableau 4.1.

**TAB. 4.1** – Sources attendues et détectées par XMM-Newton en direction de NGC 2808.

Anneau [']	Attendues 0,5–2 keV	Détectées 0,5–2 keV
0 – 0,76	$0,30 \pm 0,06$	5
0,76 – 3,6	$6,27 \pm 1,24$	5
3,6 – 6,5	$14,31 \pm 2,94$	20
6,5 – 9	$17,58 \pm 3,79$	20
9 – 12	$21,99 \pm 5,88$	20

D’après ces estimations, il semble que les cinq sources centrales soient très probablement liées à l’amas. La probabilité d’appartenance à l’amas est de 99,9985% si on suppose une distribution poissonnienne des sources. De plus, un possible excès de sources apparaît dans l’anneau 3,6’–6,5’ ( $4,5 r_h$  à  $8 r_h$ , où  $r_h$  est le rayon de demi-masse de NGC 2808). Cependant la probabilité est dans ce cas de 96,75% et les fluctuations statistiques pourraient expliquer cet excès.

Afin de valider cette méthode, j’ai procédé au traitement d’une observation XMM-Newton de 90 ks du *Lockman Hole* qui a été effectuée en novembre 2002. Cette observation a été effectuée dans les mêmes conditions techniques que l’observation de NGC 2808 (*full frame window* et

filtre intermédiaire). J'ai appliqué les mêmes traitements à ces données et j'ai tracé le diagramme  $\log(N)-\log(S)$  obtenu dans la bande d'énergie 0,5–2 keV pour les deux observations (voir Figure 4.4). Les courbes obtenues sont similaires et conformes aux travaux de Hasinger *et al.* (2005) et cette relation est donc bien applicable à nos données, dans lesquelles une majorité de sources semble être extragalactique.

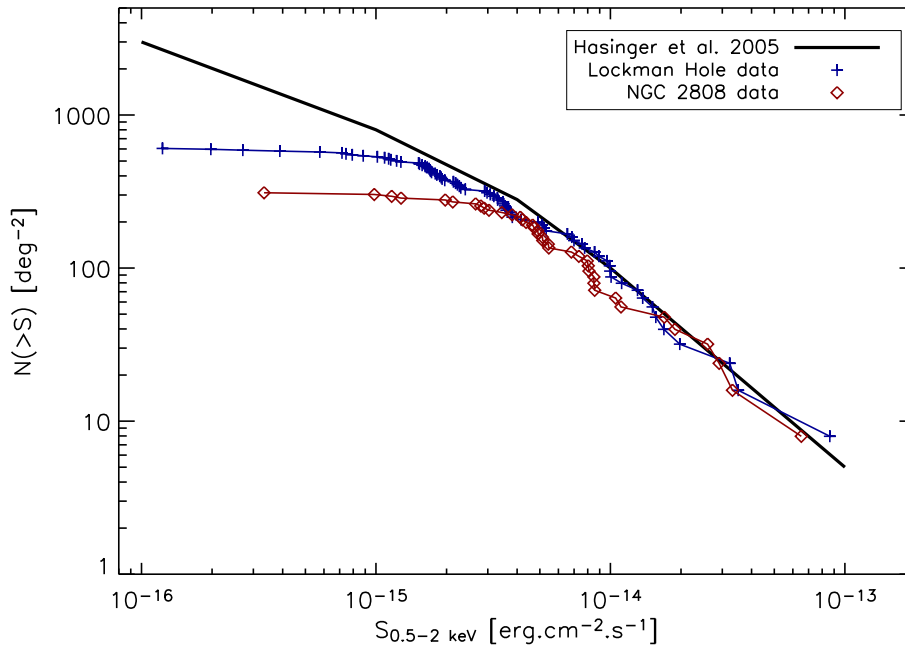


FIG. 4.4 – Diagrammes  $\log(N)-\log(S)$  dans la bande d'énergie 0,5 – 2 keV.

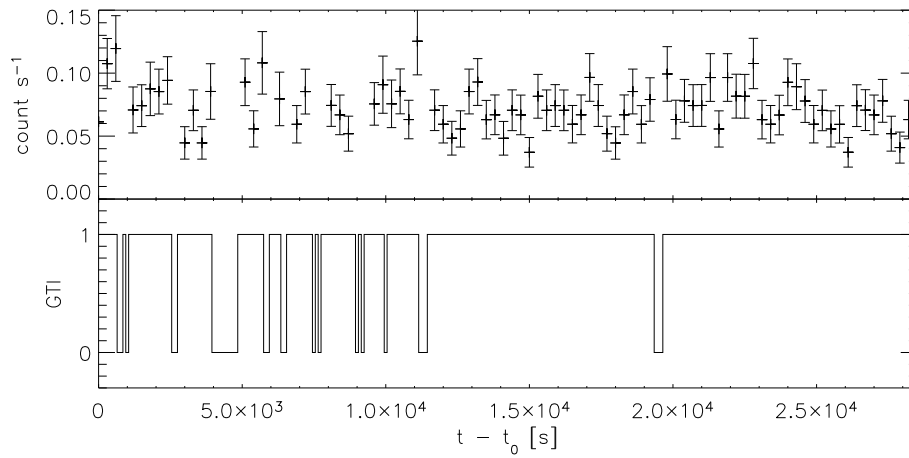
#### 4.2.4 Variabilité des sources

La recherche de variabilité a été faite pour les sources ayant plus de 100 coups sur la caméra PN. Seules les données PN ont été considérées car elles peuvent être corrigées par la procédure `lccorr v2.27` (version disponible pour le SAS 7.0) pour les pertes dues au vignettage et au filtre. J'ai extrait les courbes de lumières pour les sources et le bruit de fond en utilisant les mêmes régions qu'au §4.2.5. L'échantillonnage a été ajusté pour chaque source afin d'obtenir une moyenne de 20 coups par échantillon. Les premières 12 ks ont été supprimées car cette partie est particulièrement affectée par des sursauts d'émission de protons solaires.

Les courbes de lumière ont été soumises à un test Kolmogorov-Smirnov en utilisant la procédure IDL/Astrolib `kstwo`, qui permet de quantifier la différence de variation de la source par rapport au bruit de fond. La courbe de lumière avec bruit de fond soustrait a aussi été ajustée avec une constante. Ces résultats sont reportés au Tableau 4.2. Seule la source 1 semble variable et sa courbe de lumière est reproduite sur la Figure 4.5.

**TAB. 4.2** – Variabilité des sources en direction de NGC 2808. Pour chaque source, la taille des intervalles d'échantillonnage est indiquée, ainsi que la probabilité issue du test de Kolmogorov-Smirnov (KS) et le  $\chi^2$  avec le nombre de degrés de liberté (*dof*) d'un ajustement d'une constante à la courbe de lumière dont le bruit de fond a été soustrait.

Src XMM	Taille	KS	$\chi^2$	<i>dof</i>
C1	2400	0,15	6,08	10
C2	3000	0,31	20,05	9
1	300	$1,05 \times 10^{-4}$	120,90	82
2	600	0,23	48,71	39
3	600	0,04	67,87	39
5	1200	0,33	31,90	21
13	2000	0,86	23,65	13
17	2400	0,15	31,08	10



**FIG. 4.5** – Courbe de lumière de la source XMM-Newton 1 en direction de NGC 2808 (en haut). Le bruit de fond est soustrait. Les intervalles de temps bruités et exclus apparaissent sous forme de créneaux (en bas). Le temps d'origine  $t_0$  est le 1<sup>er</sup> février 2005 à 4 h 57 min 28 s (MJD 2453402.70657).

## 4.2.5 Étude spectrale des sources

### 4.2.5.1 Couleurs et flux

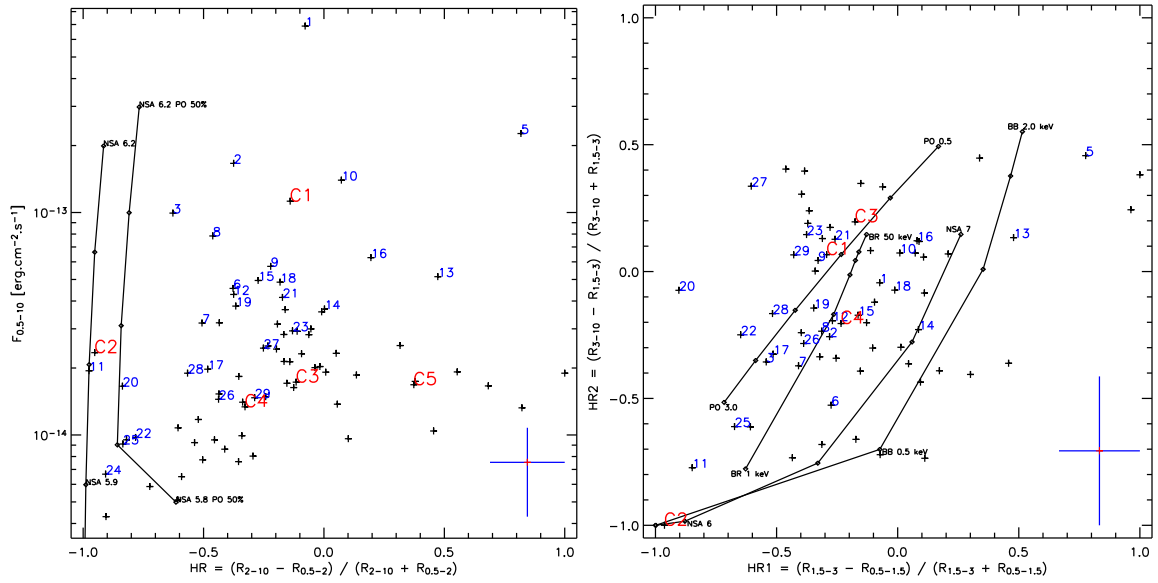
Une première analyse des sources peut être faite en comparant les flux et les rapports de dureté des différentes sources. La Figure 4.6 montrent les couleurs et flux des sources ayant plus de 50 coups et un minimum de 3 coups dans chaque bande d'énergie. Les courbes correspondent à différents modèles d'émission. Dans la Figure 4.6 à gauche, les possibles étoiles à neutrons en binaire X de faible masse en quiescence sont situées sur la gauche du diagramme (source molle, voir §2.5.2), alors que les sources plus dures ou plus absorbées sont situées sur la droite. Dans la Figure 4.6 à droite, les candidats étoiles à neutrons sont situées en bas à gauche du diagramme et les possibles variables cataclysmiques vers le centre avec des indices de loi de puissance de 1 à 1,5 et des températures de bremsstrahlung entre 10 et 50 keV (voir §2.6).

#### 4.2.5.2 Modèles d'émission

Pour les sources les plus brillantes du champ, j'ai extrait leur spectre en énergie et fait des ajustements de modèles. Chaque fois que cela était possible, j'ai extrait les événements dans une région circulaire de  $30''$  autour de la source afin de récupérer 80% du signal. Cependant dans les régions surpeuplées le rayon d'extraction a dû être réduit à  $8''$ , correspondant à 50% du signal (XMM-Newton SOC Team 2007, §3.2.1). Une correction est appliquée dans les fichiers de réponse instrumentale pour obtenir le flux totale des sources. Le bruit de fond est estimé dans une zone de même dimension sur le même CCD. La procédure `evselect` permet d'extraire les événements sous forme de spectre en fonction de l'énergie, puis pour chaque spectre les procédures `rmfgen` et `arfgen` permettent de générer les fichiers de réponse instrumentale pour une source ponctuelle.

Les ajustements ont été effectués avec Xspec v11.3.3 (voir §3.2.5). Des modèles simples inclus dans Xspec ont d'abord été utilisés, comme la loi de puissance, l'émission bremsstrahlung, le corps noir et les modèles Raymond-Smith et mekal. Pour les candidats étoiles à neutrons, le modèle d'atmosphère d'hydrogène NSA a été utilisé (Zavlin *et al.* 1996, voir aussi le §2.5.2), avec des paramètres typiques d'une étoile à neutrons (masse de  $1,4 M_{\odot}$ , rayon de 12 km et distance de l'amas). Ces paramètres correspondent à d'autres étoiles à neutrons détectées précédemment dans des amas globulaires (Webb & Barret 2007 ; Heinke *et al.* 2003a). Lorsqu'un modèle simple s'est révélé insuffisant, des modèles composites ont été essayés. Les résultats de ces ajustements sont résumés dans le Tableau 4.3.

Il est intéressant de comparer les spectres des sources C1 et C2 dans le cœur de l'amas (Fig. 4.7). La source C1 apparaît plutôt dure, alors que la source C2 est molle. Le spectre de C2 est ajusté par un modèle d'atmosphère d'hydrogène pour une étoile à neutrons. C2 étant très proche de C1 ( $15''$ ), on s'attend à ce que les fonctions d'étalement du point soient en partie superposées. On peut donc estimer que environ 10% de l'émission de C1 vient s'ajouter au spectre extrait de C2 (XMM-Newton SOC Team 2007, §3.2.1). L'émission dure visible dans le spectre de C2 serait donc due à la proximité de la source C1. Du fait de son spectre mou, la source C2 a moins d'influence sur la source C1, qui pourrait toutefois être légèrement plus dure.



**FIG. 4.6** – Diagrammes couleurs et flux des sources XMM-Newton en direction de NGC 2808. Seules les 30 premières sources sont numérotées. La couleur est donnée sous forme de rapports de dureté, avec  $R$  le taux de comptage dans la bande d'énergie indiquée en keV. Les barres d'erreurs typiques sont représentées en bas à droite. Les lignes noires représentent les valeurs correspondant à différents modèles, avec l'absorption en direction de l'amas.

Gauche : diagramme flux–couleur des sources XMM-Newton en direction de NGC 2808.

**NSA** : étoile à neutrons avec une atmosphère d'hydrogène, masse de  $1,4M_{\odot}$ , rayon de 12 km, distance de l'amas et  $\log(T_{\text{eff}}) = 5,9, 6, 6,1, 6,2$ .

**NSA PO** : NSA et loi de puissance avec un indice de 1 et contribuant pour 50% au flux de la source.

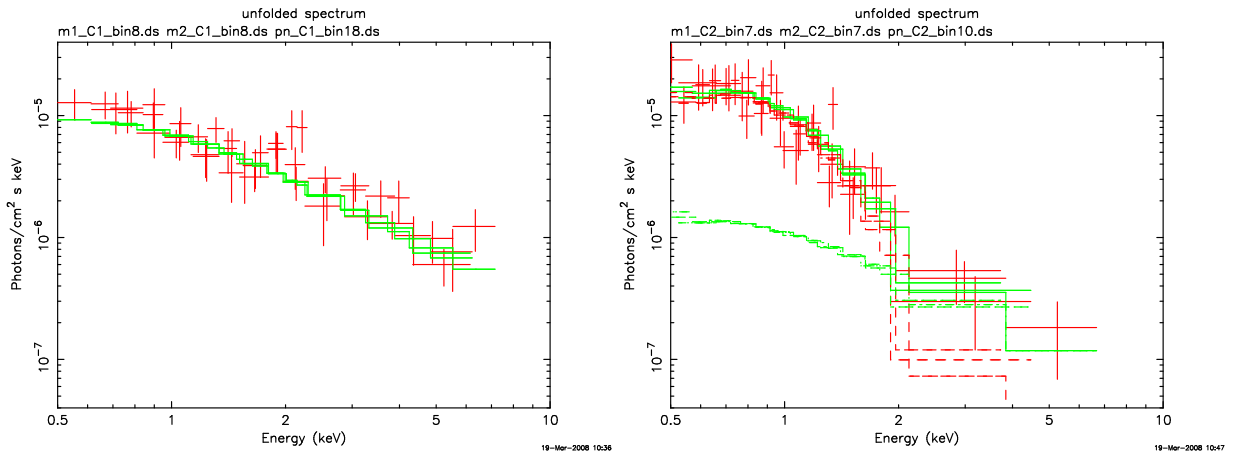
Droite : diagramme couleur–couleur des sources XMM-Newton en direction de NGC 2808.

**PO** : loi de puissance d'indices 3, 2,5, 2, 1,5, 1, 0,5.

**BR** : bremsstrahlung avec températures de 1, 5, 10, 15, 20, 50 keV.

**BB** : corps noir avec températures de 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2 keV.

**NSA** : étoile à neutrons avec une atmosphère d'hydrogène, masse de  $1,4M_{\odot}$ , rayon de 12 km, distance de l'amas et  $\log(T_{\text{eff}}) = 5, 6, 6,5, 6,8, 7$ .



**FIG. 4.7** – Spectres des sources XMM-Newton C1 (gauche) et C2 (droite) situées dans le cœur de NGC 2808. Le spectre de la source C1 est ajusté par une loi de puissance en considérant l'absorption en direction de l'amas. Celui de la source C2 est ajusté par un modèle d'atmosphère d'hydrogène pour une étoile à neutrons. La contribution de C1 apparaît sous la forme d'une loi de puissance.

**TAB. 4.3** – Meilleurs ajustements de modèles pour les sources en direction de NGC 2808. Le flux est non absorbé dans la bande 0,5–10 keV [ $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ] et pour les sources potentielles de l’amas, la luminosité est donnée [ $\times 10^{32}$  erg s $^{-1}$ ]. Les modèles utilisés sont la loi de puissance (PO), la loi de puissance absorbée (APL), l’émission bremsstrahlung (BR), le corps noir (BB), les modèles Raymond-Smith (RS) et mekal (MK) et le modèle d’atmosphère d’hydrogène pour une étoile à neutrons (NSA). Les modèles ont une ou deux composantes (Comp. 1 and Comp. 2). L’absorption  $N_H$  gal [ $\times 10^{21}$  cm $^{-2}$ ] est fixée à la valeur en direction de l’amas. Les paramètres indiqués sont l’indice de la loi de puissance  $\Gamma$ , la température  $kT$  [keV] des modèles BR, BB, RS et MK et la température  $\log(T_{\text{eff}})$  [K] du modèle NSA. Les valeurs de  $\chi^2$  et  $C$  (statistique de Cash) donnent la qualité de l’ajustement. Le nombre de degrés de liberté est aussi indiqué (*dof*).

Src	Flux	$N_H$ gal	Modèle	$N_H$	$\Gamma$	$kT$	$\log(T_{\text{eff}})$	Modèle	$\Gamma$	$kT$	$\chi^2$	$C$	<i>dof</i>
XMM	(Lum)		Comp. 1					Comp. 2					
C1	$8,6 \pm 1,5$ ( $9,5 \pm 1,7$ )	1,2	PO	–	$1,56 \pm 0,14$	–	–	–	–	–	–	37,54	43
		1,2	BR	–	–	$12,28^{+19,42}_{-5,03}$	–	–	–	–	–	37,35	43
C2	$2,4 \pm 0,3$ ( $2,6 \pm 0,4$ )	1,2	PO	–	$2,8 \pm 0,2$	–	–	–	–	–	–	51,37	43
		1,2	NSA	$0,98 \pm 0,04$	–	–	$6,016 \pm 0,017$	–	–	–	–	56,45	43
		1,2	NSA	$0,82 \pm 0,40$	–	–	$5,975 \pm 0,027$	PO	1,56	–	–	38,88	38
1	$52,8 \pm 8,6$	1,2	PO	–	$1,31 \pm 0,05$	–	–	–	–	–	143,38	–	94
		1,2	APL	$4,3 \pm 1,8$	$1,7 \pm 0,2$	–	–	PO	$4,7 \pm 1,4$	–	98,07	–	93
2	$15,4 \pm 1,2$	1,2	PO	–	$1,9 \pm 0,1$	–	–	–	–	–	48,28	–	36
3	$9,1 \pm 1,1$	1,2	PO	–	$2,6 \pm 0,1$	–	–	–	–	–	46,36	–	36
5	$17,3 \pm 2,7$	1,2	APL	$35,03^{+18,63}_{-13,71}$	$1,65 \pm 0,60$	–	–	–	–	–	27,17	–	20
		1,2	APL	$49,46^{+23,53}_{-10,57}$	$1,918^{+0,89}_{-0,53}$	–	–	PO	2,0	–	15,14	–	19
13	$6,4 \pm 0,7$	1,2	PO	–	$0,32 \pm 0,25$	–	–	–	–	–	–	53,95	38
		1,2	APL	$5,64^{+8,9}_{-4,93}$	$0,75^{+0,64}_{-0,42}$	–	–	PO	$9,5^{+0,5}_{-0,6}$	–	–	41,20	35
17	$2,1 \pm 0,6$	1,2	PO	–	$2,1 \pm 0,3$	–	–	–	–	–	–	28,95	27
		1,2	MK	–	–	$2,7 \pm 1,0$	–	–	–	–	–	30,63	27
22	$1,1 \pm 0,6$ ( $1,2 \pm 0,6$ )	1,2	BB	–	–	$0,16 \pm 0,02$	–	MK	–	$76^{+4}_{-59}$	–	49,54	40
24	$0,9 \pm 0,2$ ( $1,0 \pm 0,2$ )	1,2	RS	–	–	$0,40 \pm 0,09$	–	–	–	–	–	29,62	27
25	$0,9 \pm 0,2$ ( $1,0 \pm 0,2$ )	1,2	BB	–	–	$0,17 \pm 0,09$	–	MK	–	$6,19 \pm 6,1$	–	18,71	25

## 4.3 Observation avec Chandra

### 4.3.1 Présentation des données

NGC 2808 a été observé en juin 2007 avec Chandra et les caméras ACIS (voir §3.3) à son foyer (28 mois après l’observation XMM-Newton). Deux observations de 46 et 11 ks séparées d’environ 24 h ont été effectuées en mode *faint* et *timed-exposure*. Le cœur de NGC 2808 est situé sur le point focal de la caméra ACIS-I3, où la meilleure résolution est obtenue.

Les données ont été traitées avec le logiciel CIAO v3.4 et les données d’étalonnage les plus récentes (voir §3.3.3). Comme les deux observations sont successives, les champs de vue et les angles de roulis sont similaires. Les fonctions d’étalement du point d’une observation à l’autre sont donc aussi similaires. Les données peuvent alors être utilisées comme s’il s’agissait d’une seule observation. La liste d’événements de la deuxième observation a donc été reprojetée avant d’être ajoutée à celle de la première observation avec la procédure `merge_all`. Après traitement, j’ai obtenu une liste d’événements dans la bande d’énergie 0,3–10 keV pour une durée de 56,9 ks.

### 4.3.2 Détection de sources

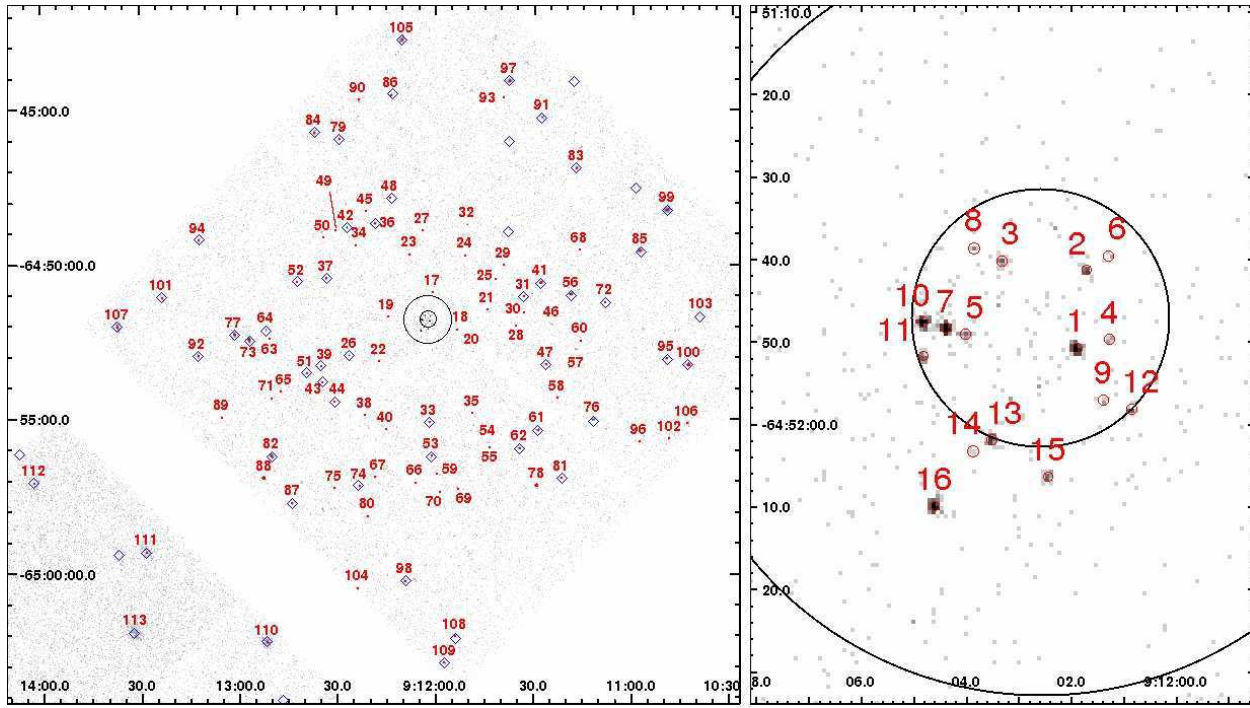
Afin d’obtenir une liste de candidats sources, j’ai utilisé la procédure de détection par ondelettes `wavdetect` de CIAO pour détecter les sources dans le champ de vu couvert par les 4 caméras ACIS-I. La détection a été effectuée dans deux bandes d’énergie, la bande 0,3 – 10 keV avec tous les événements, ce qui permet la détection des sources les plus faibles et la bande 0,5 – 6 keV où le rapport signal à bruit est plus grand, ce qui conduit à des détections plus sûres. Les fonctions d’étalement du point varient du centre au bord du champ, il est donc nécessaire de choisir différents facteurs d’échelle pour la détection par ondelettes (1,0, 1,4, 2,0, 2,8, 4,0 et 5,6 pixels). La sensibilité de détection a été sélectionnée pour donner une seule fausse détection par surface de  $10^6$  pixels. J’obtiens ainsi 88 candidats sources, parmi lesquels  $\sim 6$  pourraient être de fausses détections. Parmi ces candidats, 11 sont situés à l’intérieur du rayon de demi-masse de NGC 2808.

J’ai ensuite ajouté intentionnellement d’autres candidats source afin de tester par la suite leur significativité. Ainsi 14 sources X détectées avec XMM-Newton (§4.2) ont été ajoutées. Parmi celles-ci, 7 se trouvent sur les deux détecteurs ACIS-S (en bord de champ) où `wavdetect` n’a pas été utilisé car les fonctions d’étalement du point sont trop larges. Les 7 autres, sur les détecteurs ACIS-I, n’ont pas été détectées par `wavdetect` et ont peut-être varié. D’autres candidats sources peuvent être repérés à l’œil bien qu’ils n’aient pas été détectées par `wavdetect`, probablement à cause d’une sur-densité de sources au centre et au faible rapport signal sur bruit aux extrémités du champ. J’ai ajouté 22 candidats sources, dont 10 sont situées à l’intérieur du rayon de demi-masse de NGC 2808. Au total, nous avons donc 124 candidats sources.

Le programme ACIS Extract (voir §3.3.4) m’a permis ensuite d’estimer leur significativité et d’effectuer un ajustement des positions des sources. J’ai conservé les sources ayant une probabilité d’existence supérieure à 99,999%. Cette probabilité est estimée en comparant le nombre de



coups du candidat source au nombre de coups dus au bruit de fond et en utilisant une statistique poissonnienne (Broos *et al.* 2002, §5.9.3). J'obtiens finalement 113 sources, parmi lesquelles 16 sont situées à l'intérieur du rayon de demi-masse de NGC 2808. Ces sources ont au minimum 4 coups. Elles sont numérotées selon leur distance au centre de masse de NGC 2808. La carte des sources est présentée sur la Figure 4.8. La liste des sources est disponible dans le tableau final de l'Annexe D. La luminosité limite des observations est  $L_{0,5-8 \text{ keV}} = 1 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$



**FIG. 4.8** – Carte des sources Chandra en direction de NGC 2808. Les évènements sont sélectionnés dans la bande 0,5–6 keV. Les rayons de cœur et de demi-masse sont représentés. Les cercles d'erreur à  $1\sigma$  sont dessinés pour chaque source. Les sources XMM-Newton sont indiquées par des diamants. Gauche : image Chandra légèrement lissée avec une gaussienne. Droite : agrandissement de la région du cœur de NGC 2808 sans lissage.

### 4.3.3 Sources liées à l'amas

De la même manière que pour les sources XMM-Newton (§4.2.3), j'ai utilisé une méthode statistique pour déterminer le nombre de sources Chandra liées à l'amas, à partir de la relation  $\log(N)$ – $\log(S)$  présentée par Hasinger *et al.* (2005) (voir aussi Hasinger *et al.* 2001 ; Giacconi *et al.* 2001). Le champ a donc été divisé en 3 anneaux incluant chacun au moins 20 sources pour tenir compte du vignettage.

Pour chaque anneau, le flux minimum détectable a été déterminé avec WebPIMMS. J'ai supposé un modèle d'émission composé d'une loi de puissance d'indice 1,5 (moyenne des sources détectées) et de l'absorption en direction de l'amas. J'ai considéré deux cas pour le taux de comptage minimum détectable : la limite de détection (le taux de comptage de la source la plus faible

de chaque anneau) et la limite assurant la complétude de l'échantillon de sources (deux fois le flux de la source la plus faible). Ces valeurs sont corrigées pour le vignettage pour chaque anneau en utilisant la carte d'exposition.

J'ai pris en compte deux erreurs sur la valeur lue dans le diagramme  $\log(N)-\log(S)$  qui sont ajoutées en quadrature : l'erreur sur l'estimation du flux Chandra de la source et la précision de la relation elle-même qui inclut le bruit poissonnien (indiquée dans Giacconi *et al.* 2001, Figure 3). Les résultats apparaissent dans le Tableau 4.4.

**TAB. 4.4** – Sources d'arrière plan attendues et sources détectées par Chandra en direction de NGC 2808. Deux limites en flux ont été considérées : la limite de détection et la limite assurant la complétude de l'échantillon de sources.

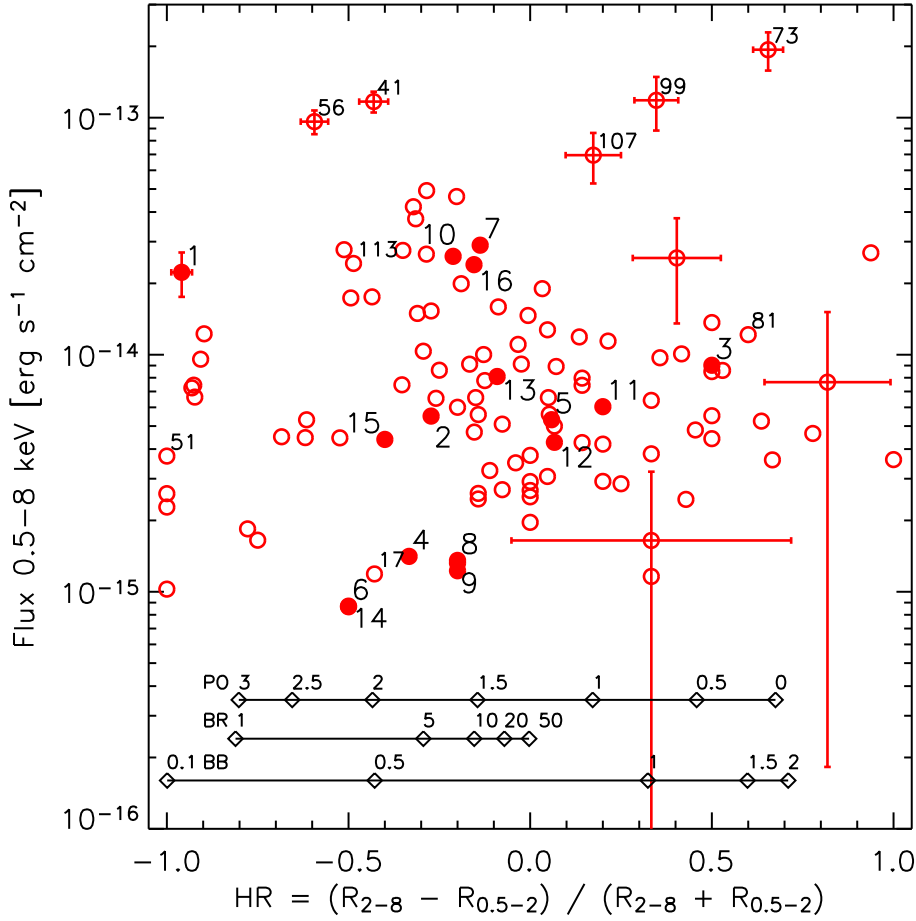
Anneau	Limite de détection		Limite de complétude	
	Attendues	Détectées	Attendues	Détectées
$0' - 1,8'$	$4,0 \pm 0.8$	20	$3,4 \pm 0.8$	12
$1,8' - 3,8'$	$12,7 \pm 2.0$	20	$9,8 \pm 3.0$	11
$3,8' - 7,0'$	$36,2 \pm 6.0$	43	$27,2 \pm 9.0$	30
$0' - 0,76'$	$0,8 \pm 0.8$	16	$0,6 \pm 0.8$	11

Un excès ressort clairement pour le cercle central ( $0'-1,8'$ ). Pour l'anneau  $1,8 - 3,8'$ , un excès est détecté en considérant la limite de détection, cependant, pour la limite de complétude cet excès n'est pas confirmé. Dans le dernier anneau, le nombre de sources attendues et détectées correspondent aux incertitudes près. J'ai effectué la même estimation à l'intérieur du rayon de demi-masse de NGC 2808 et  $0,8 \pm 0,8$  sources sont attendues. On peut en conclure que les 16 sources centrales sont très probablement liées à l'amas, avec peut être une source d'arrière plan alignée. Comme NGC 2808 a une latitude galactique faible ( $b = -11,3^\circ$ , Harris 1996), il est possible d'avoir quelques sources d'avant plan dans le champ de vue, comme des étoiles actives ou des variables cataclysmiques galactiques.

#### 4.3.4 Variabilité et spectres des sources

La procédure `ae_standard_extraction` de ACIS Extract m'a permis d'obtenir pour chaque source un spectre et une courbe de lumière. Les régions d'extraction comprennent 90% du flux et le bruit de fond est évalué en sélectionnant 100 événements autour de la source. Les flux sont estimés à partir des taux de comptage dans différentes bandes d'énergies et le flux dans la bande  $0,5 - 8$  keV est finalement calculé. Les rapports de dureté (ou couleurs) sont évalués entre les bandes d'énergie  $0,5-2$  et  $2-8$  keV. Les matrices de réponse de l'instrument ont été générées avec les procédures `mkarf` et `mkacisrmf` de CIAO et les fichiers d'étalonnage correspondant. Pour chaque source, j'ai ensuite effectué un ajustement d'une loi de puissance absorbée (valeur en direction de l'amas), pour en déduire un flux non-absorbé. Le diagramme couleur-flux est présenté sur la Figure 4.9.

Un test de variabilité Kolmogorov-Smirnov permet détecter les sources variables. Un total de



**FIG. 4.9** – Diagramme couleur–flux des sources Chandra en direction de NGC 2808. Seules les sources du cœur (cercles pleins) et les sources brillantes et variables sont numérotées (voir Fig. 4.10). Quelques barres d’erreur représentatives de toutes les barres d’erreur à une luminosité donnée sont représentées. Les lignes noires tracées avec les diamants indiquent la couleur (avec un flux arbitraire) de différents modèles d’émission avec l’absorption de l’amas :

**PO** : loi de puissance d’indices 3, 2.5, 2, 1.5, 1, 0.5, 0.

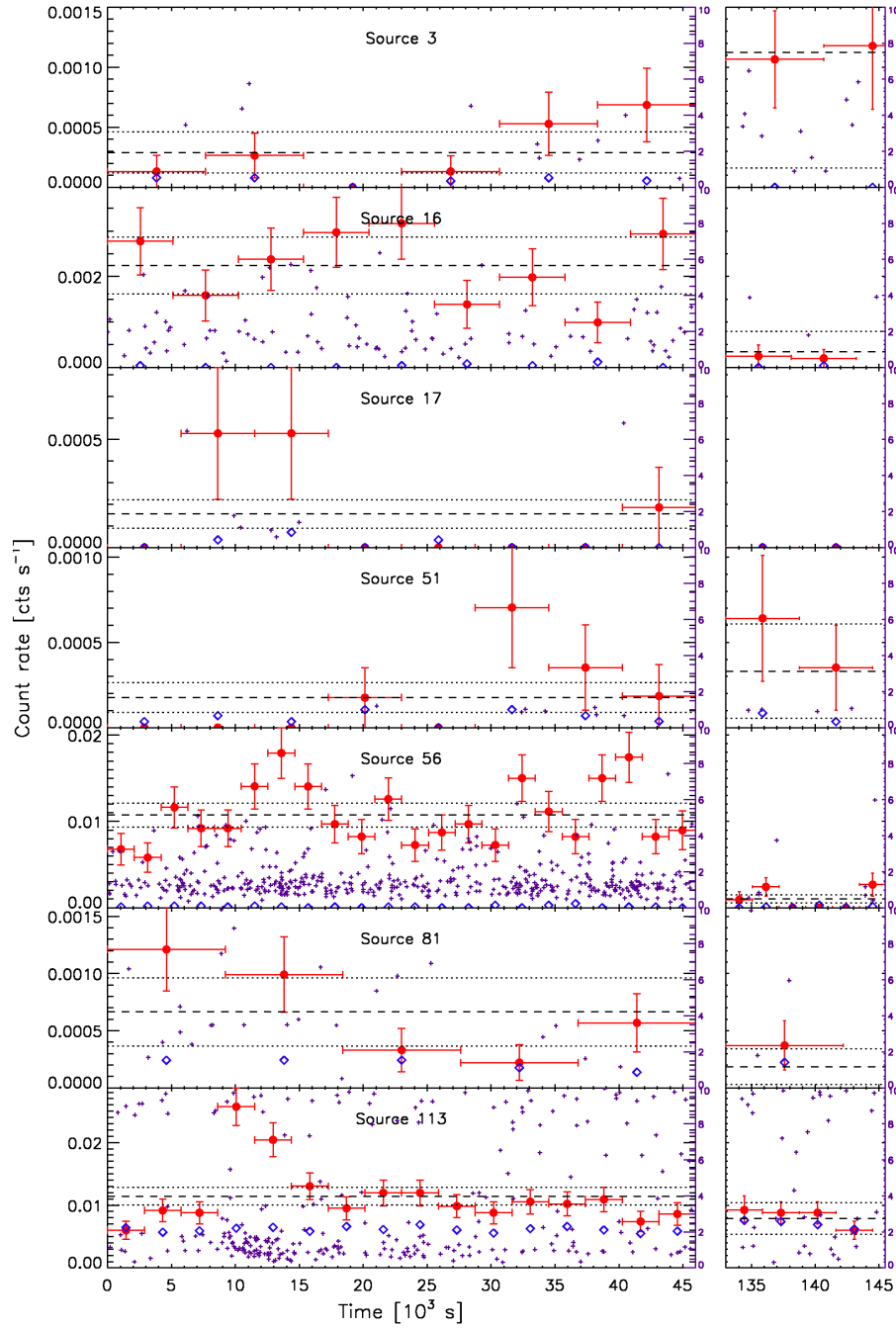
**BR** : émission bremsstrahlung avec des températures de 1, 5, 10, 15, 20, 50 keV.

**BB** : spectre de corps noir avec des températures de 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2 keV.

7 sources présente une probabilité d’avoir un flux constant inférieur à  $10^{-2}$ . J’ai donc extrait leur courbe de lumière avec `dmextract` et le bruit de fond correspondant dans un anneau entourant la source. Les courbes de lumière sont présentés sur la Figure 4.10. La variabilité des 7 sources a pu être confirmée en utilisant la statistique de Poisson. La probabilité d’avoir de tels excès ou déficits de coups par rapport à la moyenne attendue est inférieure à 0,01% pour toutes ces sources.

## 4.4 Complémentarité des deux observations X

L’observation XMM-Newton a été traitée à nouveau avec le SAS v7.1 pour travailler avec les mêmes bandes d’énergie. J’ai donc repris la liste des 96 sources détectées avec XMM-Newton (voir §4.2) et j’ai exécuté la procédure `emldetect` pour extraire les flux et les couleurs des sources



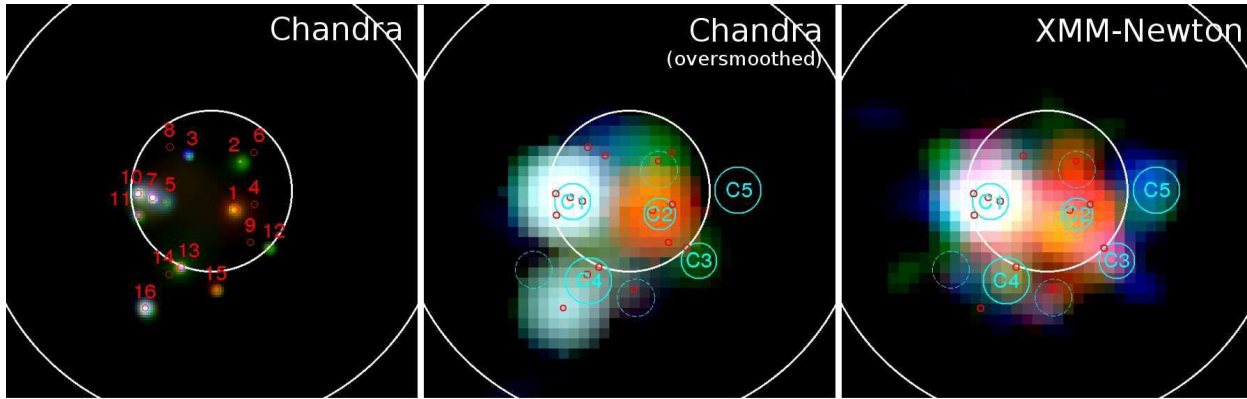
**FIG. 4.10** – Courbes de lumières des sources Chandra variables en direction de NGC 2808. Le bruit de fond correspondant est indiqué avec des diamants. Une ligne en pointillés indique la moyenne et des lignes de points indiquent l'écart à  $3\sigma$  par rapport à la moyenne. Chaque coup est représenté par une petite croix mauve, en fonction de son énergie entre 0.5 et 10 keV de bas en haut pour chaque courbe de lumière. La première (gauche) et la deuxième (droite) observation sont espacées de 86 ks. Le temps de référence est le 19 juin 2007 à 15 h 55 min 53.540 s.

dans les bandes d'énergie utilisées avec les données Chandra. La position des sources n'a pas été ajustée à nouveau.

Les deux instruments ont une sensibilité différente. Les taux de comptage XMM-Newton dans une bande d'énergie donnée ont donc été convertis en taux de comptage Chandra. Des facteurs de conversion ont donc été estimés ( $C_{0,5-2} = 0,75$  et  $C_{2-8} = 1,00$ ) de manière à obtenir une différence maximale de 0,07 (comparable à l'erreur à  $1\sigma$ ) entre les rapports de dureté Chandra et XMM-Newton pour différents modèles (loi de puissance d'indices 0, 1, 2 et 3 et absorption en direction de l'amas). Dans cette section, je ne fais référence qu'aux couleurs corrigées pour XMM-Newton.

#### 4.4.1 Sources X à l'intérieur du rayon de demi-masse

La meilleure résolution de Chandra permet de résoudre les sources centrales détectées précédemment avec XMM-Newton. Dans un premier temps, afin de comparer les deux images, j'ai dégradé l'image Chandra avec un filtre flou gaussien, de manière à élargir la fonction d'étalement du point à la taille de celle de XMM-Newton. Le résultat est présenté sur la Figure 4.11.

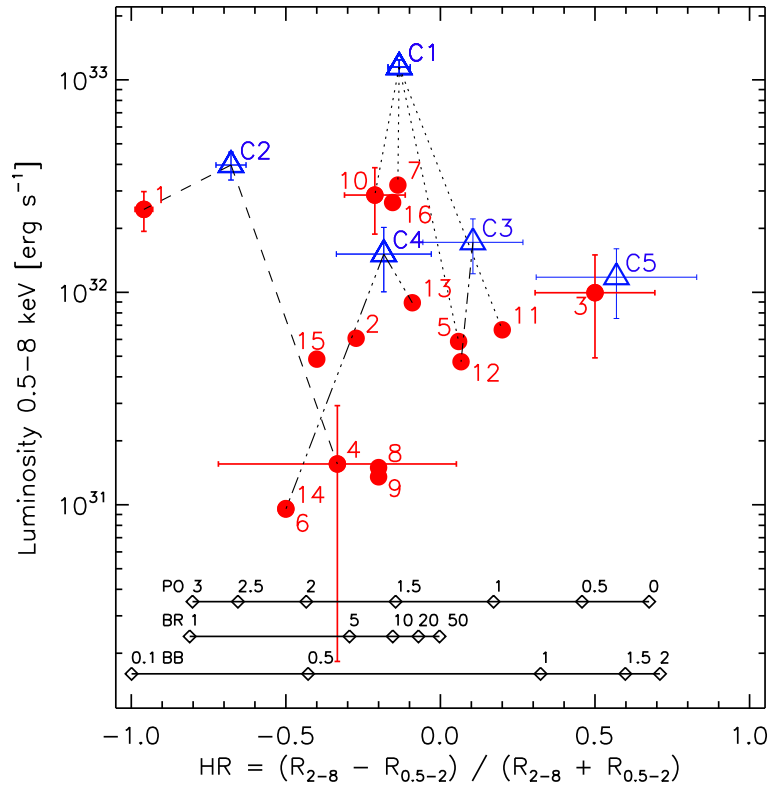


**FIG. 4.11** – Images du cœur de NGC 2808 en X. Les couleurs correspondent à différentes bandes d'énergie (rouge : 0,5 – 1,5 keV, vert : 1,5 – 3 keV, bleu : 3 – 8 keV). L'erreur absolue à  $1\sigma$  est représentée par un cercle pour chaque source, rouge pour Chandra et bleu pour XMM-Newton. Les rayons de cœur et de demi-masse sont représentés en blanc. Gauche : image Chandra, lissée avec la procédure *csmooth*. Centre : image Chandra dégradée avec un filtre gaussien pour comparaison avec l'image XMM-Newton. Droite : image XMM-Newton (PN, MOS1 et MOS2), lissée avec un filtre gaussien. Seules les sources Chandra détectables sont indiquées (cercles rouges).

Les observations sont globalement bien corrélées. La source XMM-Newton C5 est clairement manquante dans l'observation Chandra. Elle a donc varié d'un facteur 5 au minimum en tenant compte de la limite en sensibilité de l'observation Chandra. La source Chandra 16 n'a pas été détectée avec XMM-Newton. J'ai extrait un spectre et généré les fichiers de réponse instrumentale à la position de la source Chandra 16 dans l'observation XMM-Newton. A partir de ce spectre, j'en ai déduit un seuil de détection pour cette source. La source Chandra 16 a finalement varié d'un facteur 5 au minimum.

Le diagramme couleur-magnitude des sources Chandra et des sources XMM-Newton corres-

pondantes est présenté sur la Figure 4.12. Si on tient compte des résolutions différentes des instruments, les résultats sont relativement bien corrélés. On peut aussi remarquer que les sources Chandra 2 et 15 sont liées à des détection à  $2\sigma$  lors de l'observation XMM-Newton et leurs flux sont de l'ordre de grandeur de la limite de détection lors de cette observation.



**FIG. 4.12** – Diagramme couleur-luminosité des sources Chandra et XMM-Newton dans le cœur de NGC 2808. Les cercles pleins représentent les sources Chandra et les triangles les sources XMM-Newton. Les sources XMM-Newton sont résolues en plusieurs sources Chandra qui sont reliées à la source XMM-Newton correspondante. Seulement quelques barres d'erreur sont indiquées pour éviter de surcharger le diagramme.

Pour les sources XMM-Newton C1, C3 et C4, j'ai extrait les spectres et les fichiers de réponse instrumentale. J'ai effectué un ajustement sous Xspec d'un modèle en loi de puissance avec l'absorption de l'amas. J'ai tenu compte de la contribution ( $\sim 10\%$ ) de sources proches dont la fonction d'étalement du point recouvre légèrement celle de la source extraite. De même, j'ai extrait les spectres et les fichiers de réponse instrumentale des sources Chandra correspondantes : un spectre combiné des sources Chandra 5, 7, 10 et 11 et les spectres des sources Chandra 12 et 13. Un modèle en loi de puissance avec l'absorption de l'amas a été ajusté sous Xspec. Ces résultats sont présentés dans le Tableau 4.5. La source XMM-Newton C3 est plus lumineuse que sa source Chandra correspondante (12, variation de  $2,3\sigma$ ).

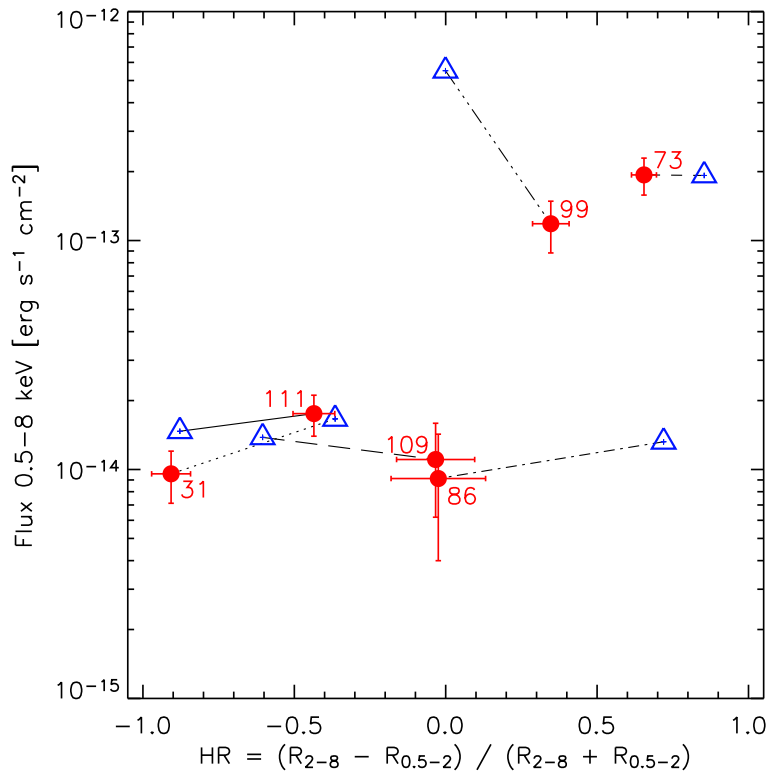
**TAB. 4.5** – Résultat des ajustements des spectres des sources centrales XMM-Newton C1, C3 et C4 et des sources Chandra correspondantes de NGC 2808. Un modèle en loi de puissance avec l’absorption de l’amas a été ajusté sous Xspec. L’indice de la loi de puissance est indiqué ( $\Gamma$ ), ainsi que le flux non absorbé dans la bande d’énergie 0,5–8 keV en [ $\times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ].

Src XMM	$\Gamma$	Flux	Src Chandra	$\Gamma$	Flux
C1	$1,41 \pm 0,12$	$7,3 \pm 0,7$	5, 7, 10, 11	$1,39 \pm 0,15$	$5,7 \pm 1,2$
C3	$1,36 \pm 0,20$	$2,1 \pm 0,5$	12	$1,33 \pm 0,85$	$0,4 \pm 0,2$
C4	$1,73 \pm 0,30$	$1,1 \pm 0,5$	13	$1,48 \pm 0,50$	$0,8 \pm 0,3$

#### 4.4.2 Sources X à l’extérieur du rayon de demi-masse

Pour les sources restantes, il n’y a pas de problème de confusion de sources. Parmi les 57 sources XMM-Newton qui tombent dans le champ de vue de Chandra, 50 ont une contrepartie détectée avec Chandra. Les sources non détectées sont discutées dans le paragraphe suivant.

En comparant les flux et couleurs XMM-Newton et Chandra, j’ai pu sélectionner les sources présentant une variabilité sur une période de temps de 28 mois (l’intervalle de temps séparant ces observations). En général, les sources présentent des propriétés similaires d’une observation à l’autre. Cependant, six sources présentent des variations excédant  $3\sigma$  (voir Figure 4.13). La source



**FIG. 4.13** – Diagramme couleur–flux des sources Chandra et XMM-Newton ayant varié entre les deux observations. Ces sources sont localisées en dehors du rayon de demi-masse de NGC 2808. Les symboles sont les mêmes que pour la Figure 4.12. Les barres d’erreur sont indiquées pour les sources Chandra seulement pour éviter de surcharger le diagramme, mais elles sont similaires pour les sources XMM-Newton.

Chandra 99 est moins lumineuse d'un facteur 5 et plus dure dans l'observation XMM-Newton. Les sources Chandra 31, 73 et 86 apparaissent plus dures et les sources Chandra 109 et 111 plus molles que dans l'observation XMM-Newton.

#### 4.4.3 Sources XMM-Newton non détectées avec Chandra

Pour les sources XMM-Newton non détectées avec Chandra (sept en dehors du rayon de demi-masse et la source XMM-Newton C5 dans le cœur), j'ai estimé le taux de comptage attendu avec Chandra. Pour corriger l'effet de vignettage, j'ai utilisé la carte d'exposition pour convertir ces taux de comptage en coups attendus au cours de l'observation. J'ai ensuite estimé un seuil de détection en coups pour chacune de ces sources en me basant sur le nombre de coups des sources détectées avec un vignettage similaire. Les résultats apparaissent dans le Tableau 4.6. Il semble que les sources XMM-Newton 34, 66 et C5 auraient dû être détectées, à moins qu'elles aient varié entre les deux observations. En particulier, la source C5 a varié d'un facteur 5 au minimum.

**TAB. 4.6** – Sources XMM-Newton non détectées avec Chandra en direction de NGC 2808. L'identifiant de la source XMM-Newton, le flux [ $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ] et le rapport de dureté (couleur) sont indiqués pour chaque source. Ensuite, le type de détecteur Chandra où la source est attendue est donné, avec le nombre de coups attendu et le seuil de détection en coups. Les sources pour lesquelles le nombre de coup attendu est supérieur au seuil sont en gras.

Src XMM	Flux XMM	Couleur XMM	Détecteur	Attendu	Seuil
34	$1,31 \pm 0,44$	$-0,39 \pm 0,13$	ACIS-I	<b><math>70 \pm 8</math></b>	$20 \pm 4$
48	$2,01 \pm 0,69$	$-0,06 \pm 0,15$	ACIS-S	$115 \pm 10$	$150 \pm 12$
65	$1,04 \pm 0,47$	$-0,93 \pm 0,14$	ACIS-S	$51 \pm 7$	$150 \pm 12$
66	$0,36 \pm 0,22$	$-0,67 \pm 0,20$	ACIS-I	<b><math>21 \pm 4</math></b>	$6 \pm 2$
69	$0,66 \pm 0,35$	$-0,30 \pm 0,25$	ACIS-I	$29 \pm 5$	$25 \pm 5$
72	$0,78 \pm 0,46$	$-0,79 \pm 0,21$	ACIS-S	$74 \pm 8$	$150 \pm 12$
84	$0,27 \pm 0,28$	$-0,38 \pm 1,45$	ACIS-I	$10 \pm 3$	$30 \pm 5$
C5	$1,07 \pm 0,38$	$0,57 \pm 0,26$	ACIS-I	<b><math>28 \pm 5</math></b>	$4 \pm 2$

## 4.5 Contreparties des sources X

### 4.5.1 Données dans l'ultraviolet du Télescope Spatial Hubble

Le cœur de NGC 2808 a été observé avec l'instrument STIS à bord du Télescope Spatial Hubble (voir §3.4). Deux filtres ont été utilisés, le filtre F25QTZ à 159 nm (UVL, ultraviolet lointain) et le filtre F25CN270 à 270 nm (UVP, ultraviolet proche). La mosaïque des images UVL a un rayon de 50'' et couvre seulement la région à l'intérieur du rayon de cœur de NGC 2808.

À partir des sources UVL détectées par Dieball *et al.* (2005a), nous avons recherché les contreparties UVL des sources Chandra. Dans un premier temps, les positions des sources Chandra ont

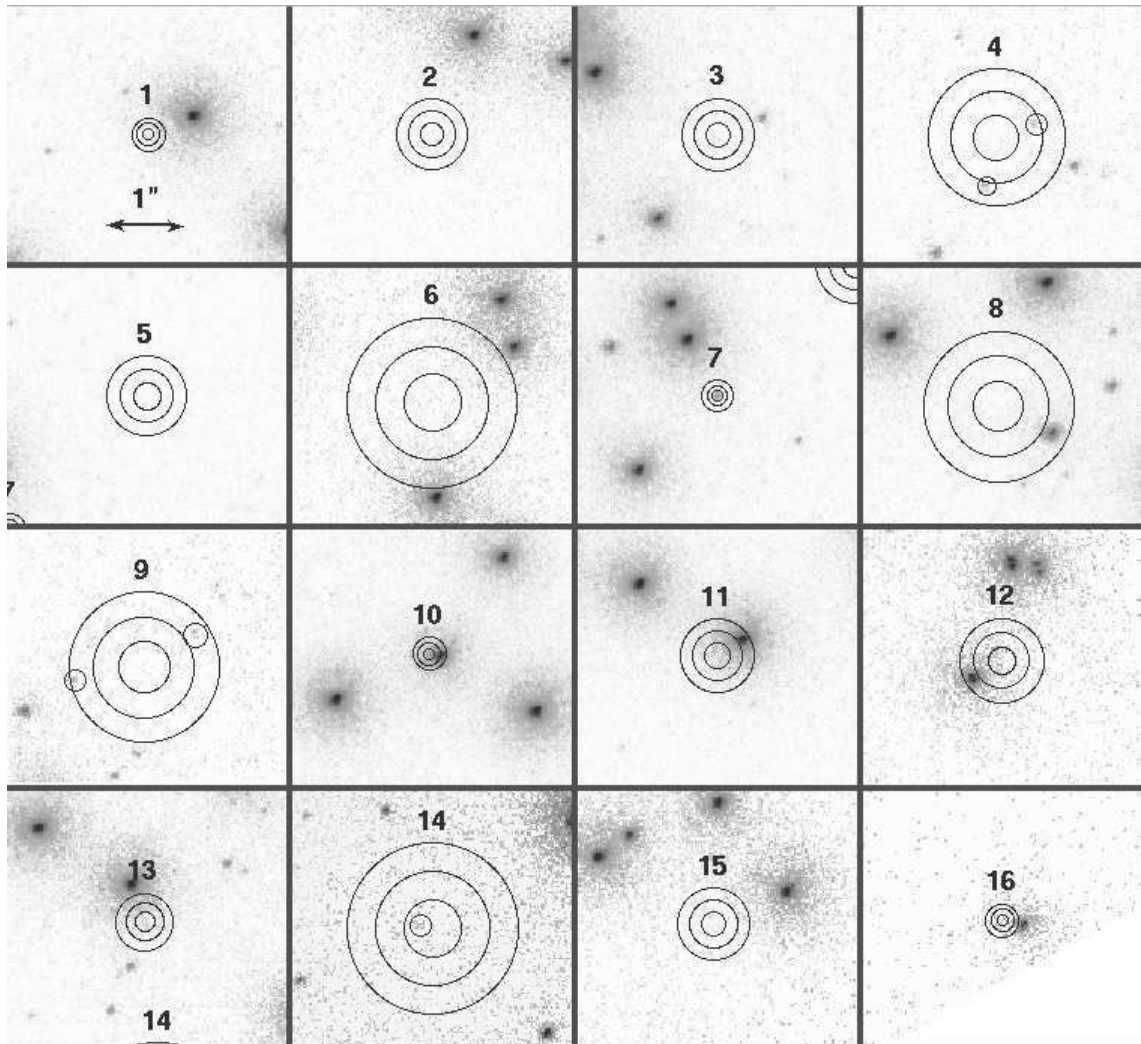


été reportées sur la mosaïque UVL. La source Chandra 7 et la source UVL 222 sont alors distantes de  $0,61''$ , ce qui correspond à l'erreur absolue de pointage de Chandra ( $0,4''$ ,  $1\sigma$ ) et du Télescope Spatial Hubble ( $0,1-2''$ ,  $1\sigma$ ). De plus, la source UVL 222 est un candidat variable cataclysmique car elle est variable en ultraviolet et située dans la région des variables cataclysmiques dans le diagramme couleur-magnitude UVP-UVL (Dieball *et al.* 2005a, voir aussi Figure 4.15). Cet objet est donc susceptible d'émettre des rayons X. La source Chandra 7 présente des propriétés d'émission X pouvant correspondre à une variable cataclysmique (voir §4.6.1). Il semble donc que les sources Chandra 7 et UVL 222 soient le même objet. Nous avons translaté les positions des sources Chandra de manière à ce que ces deux sources soient parfaitement superposées. Une éventuelle rotation entre les images Chandra et UVL serait non significative, surtout si on ne s'intéresse qu'aux sources centrales du champ de vue de Chandra, comme c'est le cas ici (voir Edmonds *et al.* 2003a, pour une autre étude de l'alignement d'images entre Chandra et le Télescope Spatial Hubble). Cette translation apparaît comme la correction la plus probable pour aligner les images UV et X.

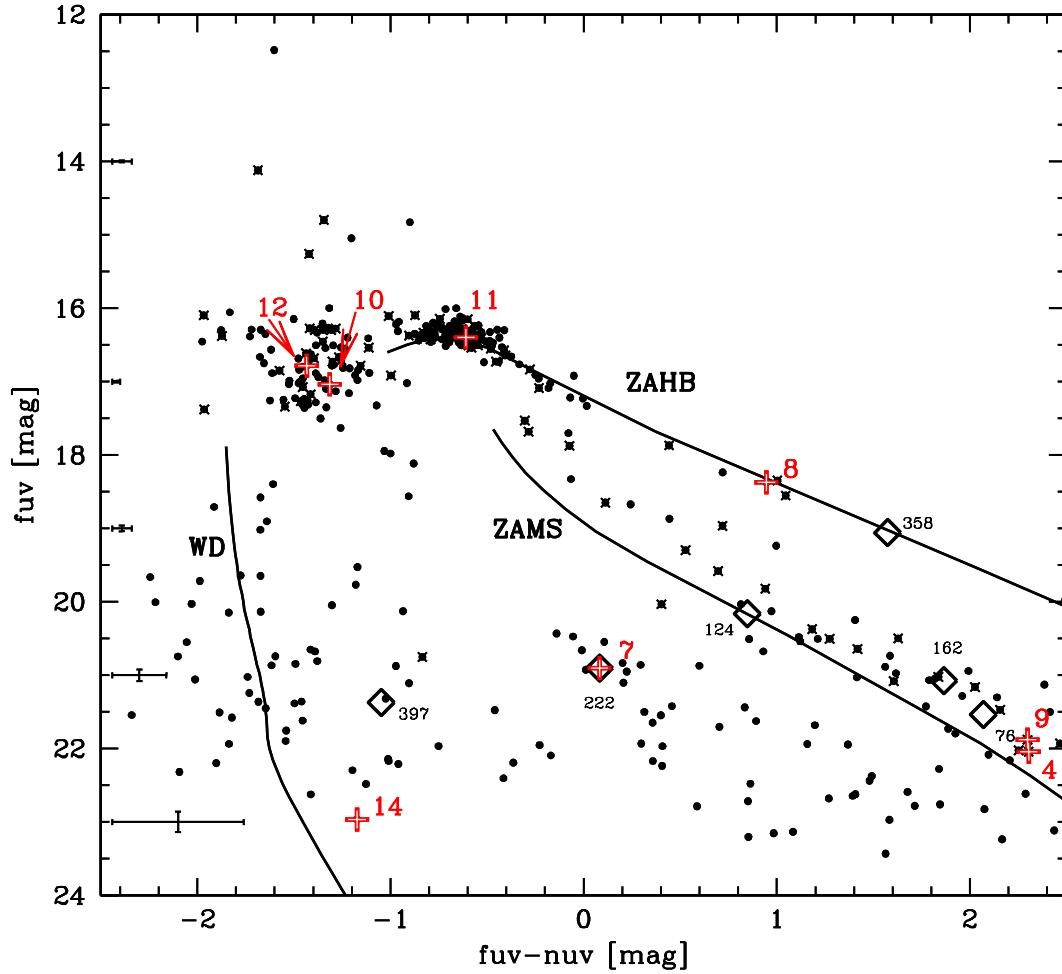
La fonction d'étalement du point des images UVL a une largeur à mi-hauteur inférieur à  $0,074''$ , ce qui est donc bien plus petit que les cercles d'erreur à  $3\sigma$  de toutes les sources Chandra. En conséquence, les cercles d'erreur Chandra ont été choisis comme les distances maximales pour la recherche de contreparties. Les Tableaux 4.7 et 4.8 listent les 10 sources UVL (correspondant à 8 sources Chandra) qui sont situées dans un rayon de tolérance maximale de  $3\sigma$  d'une source Chandra. Les images de chaque source sont présentées sur la Figure 4.14 et leur position dans le diagramme couleur-magnitude est indiquée sur la Figure 4.15.

Pour chaque contrepartie, deux probabilités d'avoir une correspondance par chance sont estimées et indiquées dans le Tableau 4.7. Ces probabilités sont calculées en translatant aléatoirement plusieurs fois les sources Chandra vers le haut, la gauche et la droite, d'une distance de 90 pixels, ou  $2,2''$ , de manière à conserver toutes les sources dans le champs de vue. Les probabilités calculées sont donc la probabilité que, par chance, une contrepartie UVL soit trouvée à la même distance que la contrepartie UVL trouvée sans cette translation aléatoire et la probabilité de trouver une contrepartie UVL à l'intérieur du cercle d'erreur à  $3\sigma$  de la source Chandra.

J'ai effectué une simulation Monte-Carlo pour générer aléatoirement 1 000 champs de vue avec le nombre de sources UVL et X détectées et leur cercles d'erreurs respectifs. J'en ai déduit le nombre d'alignements attendus par chance. En considérant les erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  et  $3\sigma$  pour les 16 sources Chandra, j'en conclu que  $0,6 \pm 0,7$ ,  $2,2 \pm 1,4$  et  $5,2 \pm 2,4$  alignements fortuits sont attendus respectivement. On s'attend donc à avoir 2 ou 3 correspondances réelles parmi les 10 contreparties UVL proposées. En plus de la source Chandra 7 qui est alignée par construction, deux autres sources (10 et 14) ont des probabilités indiquant qu'elles peuvent être associées avec leur source UVL (Tableau 4.7).



**FIG. 4.14** – Images ultraviolet des sources Chandra de NGC 2808. Le Nord est en haut à gauche et l'Est en bas à gauche. Les cercles correspondent aux sources Chandra avec les cercles d'erreurs à  $1\sigma$ ,  $2\sigma$ , and  $3\sigma$ . Les contreparties UVL faibles des sources Chandra 4, 9 et 14 sont marquées avec un petit cercle. Une échelle de  $1''$  est indiquée dans la première image en haut à gauche.



**FIG. 4.15** – Diagramme couleur-magnitude UVL-UVp. Les sources UVL variables sont indiquées par des diamants et leur identifiant UVL. Les contreparties UVL possibles des sources Chandra sont indiquées par des '+', avec l'identifiant Chandra. Les barres d'erreur sont indiquées à gauche du graphique pour différentes magnitudes.

**TAB. 4.7** – Contreparties UVL des sources Chandra dans le cœur de NGC 2808. La première colonne donne l’identifiant Chandra, puis l’identifiant UVL défini par Dieball *et al.* (2005a). La distance de la contrepartie UVL est indiquée en pixels, en secondes d’arc et en  $\sigma$ . L’avant dernière colonne correspond à la probabilité que la contrepartie soit alignée par chance avec une source Chandra et la dernière colonne donne la probabilité de trouver par chance une contrepartie à l’intérieur du cercle d’erreur à  $3\sigma$ .

Src Chandra	Src UVL	Distance		$\sigma$	Prob. %	Prob. $3\sigma$ %
[pixel]	["]					
4	400	20,43	0,505	1,74	32,65	60,53
4	392	25,94	0,641	2,21	47,96	–
7	222	0,00	0,000	0,00	–	5,26
8	111	31,25	0,772	2,42	40,82	50,00
9	476	31,94	0,789	2,47	53,06	73,68
9	457	37,33	0,922	2,89	62,25	–
10	182	6,07	0,150	2,17	5,10	2,63
11	252	16,14	0,399	2,57	6,12	18,42
12	492	17,91	0,443	2,47	20,41	34,21
14	446	7,08	0,175	0,48	4,08	78,95

**TAB. 4.8** – Luminosités des contreparties UV des sources Chandra dans le cœur de NGC 2808. La première colonne donne l’identifiant Chandra, puis l’identifiant UVL défini par Dieball *et al.* (2005a). Les densités de flux UVP et UVL sont données en magnitude en [ $10^{-18}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Å $^{-1}$ ]. Les rapports entre le flux X (0,5 – 8 keV) et les densités de flux UVP et UVL sont aussi indiqués.

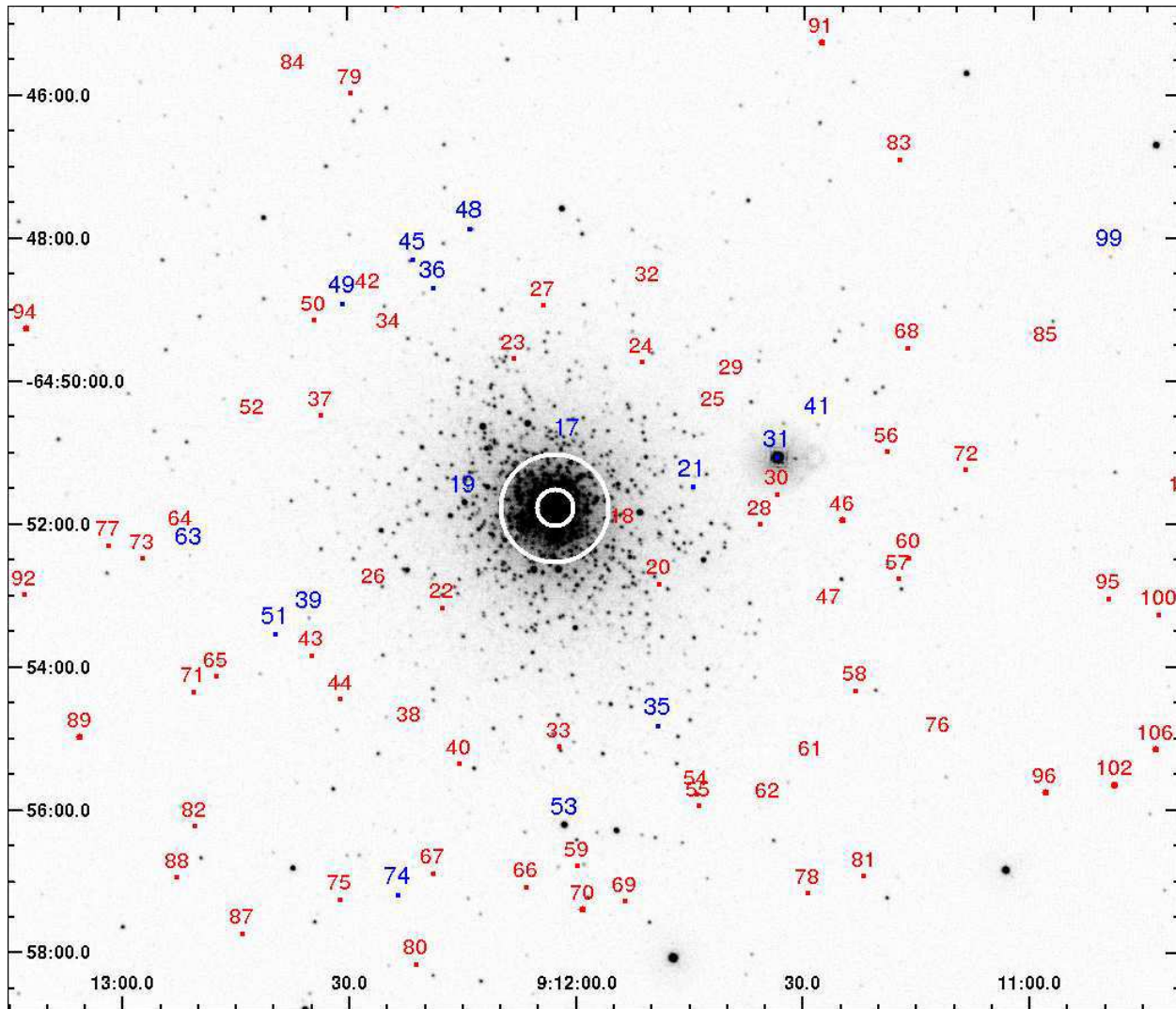
Src Ch.	Src UVL	UVP		$F_X$	UVL		$F_X$
		[mag]	[flux]	$/F_{UVP}$	[mag]	[flux]	$/F_{UVL}$
4	400	19,738 ± 0,024	3,64 ± 0,08	38	22,042 ± 0,118	0,55 ± 0,06	253
4	392	–	–	–	21,743 ± 0,098	0,73 ± 0,06	192
7	222	20,824 ± 0,030	1,34 ± 0,04	2168	20,906 ± 0,048	1,58 ± 0,07	1839
8	111	17,428 ± 0,012	3,05 ± 0,34	5	18,374 ± 0,015	16,23 ± 0,22	8
9	476	19,583 ± 0,034	4,20 ± 0,13	29	21,881 ± 0,161	0,64 ± 0,10	187
9	457	–	–	–	21,646 ± 0,125	0,80 ± 0,09	151
10	182	18,353 ± 0,009	13,03 ± 0,11	200	17,039 ± 0,008	55,51 ± 0,41	47
11	252	17,009 ± 0,004	44,92 ± 0,17	13	16,400 ± 0,006	100,00 ± 0,55	6
12	492	18,217 ± 0,016	14,76 ± 0,22	29	16,783 ± 0,019	70,27 ± 1,22	6
14	446	24,139 ± 0,668	0,06 ± 0,04	1425	22,966 ± 0,226	0,24 ± 0,05	381

#### 4.5.2 Données dans l’ultraviolet du Moniteur Optique de XMM-Newton

En parallèle avec les observations X, le Moniteur Optique de XMM-Newton (voir §3.2.2.3) a enregistré trois images de 4 000 s de l’amas globulaire NGC 2808. Le filtre UVM2 a été employé. Pour ce filtre, la largeur à mi-hauteur de la fonction d’étalement du point est 1,8'' et le champ de vue est d’environ 16' × 16' (XMM-Newton SOC Team 2007).

J’ai traité les données avec la procédure *omichain* du SAS (voir §3.2.4). Cet outil permet d’enlever les mauvais pixels, d’effectuer l’étalonnage en coordonnées et de détecter les sources présentes dans chaque image. Pour chaque source, la magnitude instrumentale (dont Véga est la

référence) est évaluée à partir du taux de comptage. Enfin, les images sont combinées. J'ai choisi un seuil de  $3\sigma$  pour la détection de sources. La détection a conduit à 598 sources dans le champ de vue, pour une magnitude limite de 19,3. La région du cœur de l'amas à l'intérieur du rayon de demi-masse doit être exclue car elle est très peu résolue à cause du trop grand nombre de sources (voir Figure 4.16).



**FIG. 4.16** – Image de NGC 2808 en ultraviolet avec le Moniteur Optique de XMM-Newton. Les sources Chandra sont reportées. Les sources en bleu ont une contrepartie dans l'ultraviolet. Les cercles blancs indiquent le rayon de cœur et le rayon de demi-masse.

Une source ultraviolet brillante dans le champ de vue du Moniteur Optique correspond à l'étoile HD 79548 ( $9^h11^m33,293^s$ ,  $-64^\circ51'03,28''$ , J2000, voir 4.5.4 pour une étude de cette source avec FORS1). Il s'agit d'une étoile de type A0V avec des magnitudes  $B = 10,42$  et  $V = 10,15$  compatibles avec la magnitude UVM2 trouvée. J'ai translaté le système de coordonnées du moniteur optique en utilisant cette étoile comme référence. Après cette translation, le nombre de sources UVM2 alignées avec des sources Chandra a augmenté de manière significative de 2 à 16. Par une simulation Monte-Carlo générant le même nombre de sources dans le champ de vue et en utilisant

leurs erreurs à  $3\sigma$ , j'en ai déduit que  $1,6 \pm 1,2$  alignements pourraient être fortuits. Ceci indique que pratiquement toutes les correspondances sont bien réelles et que les images sont bien alignées aux incertitudes de détection près. Une rotation du champ de vue ne semble donc pas nécessaire.

J'ai considéré les erreurs à  $1\sigma$  pour les sources Chandra et les sources UVM2, ajoutées en quadrature. En dehors du rayon de demi-masse, 16 contreparties possibles à moins de  $3\sigma$  sont repérées et listées dans le Tableau 4.9.

**TAB. 4.9** – Liste des contreparties des sources Chandra dans l'ultraviolet en dehors du rayon de demi-masse en direction de NGC 2808. L'identifiant Chandra est indiqué, ainsi que l'identifiant XMM-Newton lorsqu'il existe. Ensuite, la distance entre la source Chandra et sa possible contrepartie est indiquée en secondes d'arc, puis en  $\sigma$ . L'éloignement de la source par rapport au centre de l'amas est indiquée en minutes d'arc. Enfin la magnitude UVM2 est donnée.

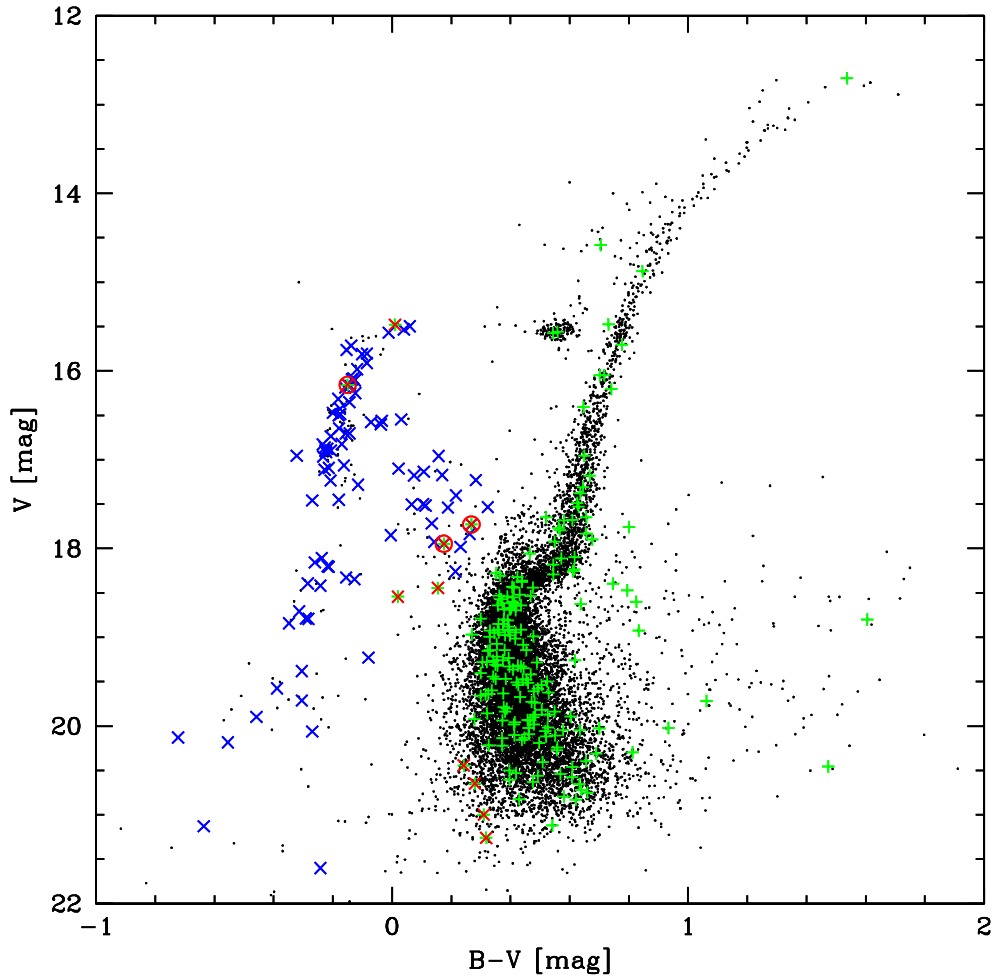
Src Chandra	Src XMM	Distance	$\sigma$	Éloignement	UVM2 [mag]
17	–	1,77''	2,17	0,89'	$17,00 \pm 0,06$
19	–	2,15''	2,64	1,30'	$15,18 \pm 0,02$
21	–	1,36''	1,71	1,95'	$17,25 \pm 0,05$
31	17	0,43''	0,54	3,19'	$10,95 \pm 0,01$
35	–	0,81''	0,94	3,36'	$19,52 \pm 0,41$
36	7	1,34''	1,52	3,53'	$19,55 \pm 0,40$
39	22	0,53''	0,66	3,77'	$17,83 \pm 0,07$
41	2	0,52''	0,65	3,86'	$18,29 \pm 0,10$
45	–	2,44''	2,83	4,02'	$17,28 \pm 0,04$
48	85	2,39''	2,85	4,10'	$17,23 \pm 0,04$
49	–	1,26''	1,23	4,14'	$19,50 \pm 0,43$
51	50	0,83''	0,96	4,29'	$18,99 \pm 0,17$
53	24	0,09''	0,12	4,42'	$14,70 \pm 0,01$
63	–	0,29''	0,33	5,15'	$18,86 \pm 0,15$
74	77	0,11''	0,13	5,82'	$17,99 \pm 0,07$
99	1	0,79''	0,96	8,53'	$18,29 \pm 0,09$

### 4.5.3 Données dans le visible du Télescope Spatial Hubble

NGC 2808 a été observé par le télescope Spatial Hubble et l'instrument WFPC2 avec les filtres F439W et F555W 3.4. Le détecteur avec la meilleure résolution (PC) était centré sur le centre de l'amas, avec un champ de vue de  $36'' \times 36''$  qui contient uniquement le cœur. Le catalogue des sources dans le visible a été présenté par Piotto *et al.* (2002).

Nous avons donc cherché les contreparties dans le visible en convertissant les coordonnées des sources UVL (§4.5.1) et des sources Chandra en coordonnées cartésiennes pour l'instrument PC, avec les procédures geomap et geoxytran exécutées sous IRAF. Les contreparties dans le visible ayant une correspondance inférieure à  $3\sigma$  avec les sources Chandra ont alors été sélectionnées. Cependant, la majorité de ces contreparties sont des étoiles de la séquence principale, de la branche des géantes rouges, ou de la branche horizontale la plus rouge. Deux de ces contreparties sont

situées dans la partie bleue de la branche horizontale et 4 autres sont dans la région des traînardes bleues près du coude de la séquence principale. Il y a 4 sources qui sont plus bleues que la séquence principale ( $B - V < 0,4$  et  $V > 20,4$ ). La contrepartie dans le visible d'une variable cataclysmique est attendue avec ces caractéristiques. Ces 12 contreparties sont listées dans le Tableau 4.10 et un diagramme couleur-magnitude est présenté sur la Figure 4.17.



**FIG. 4.17** – Diagramme couleur-magnitude dans le visible. Les sources dans le visible qui ont une contrepartie UVL sont indiquées avec des 'x' bleus. Celles qui ont une contrepartie X sont indiquées avec des '+' verts. Les sources marquées par une 'x' rouge sont les contreparties optiques sélectionnées et listées dans le Tableau 4.10. Enfin, les sources encadrées en rouge ont à la fois une contrepartie UVL et une contrepartie X.

#### 4.5.4 Spectre VLT/FORS1 dans le visible de la source Chandra 31

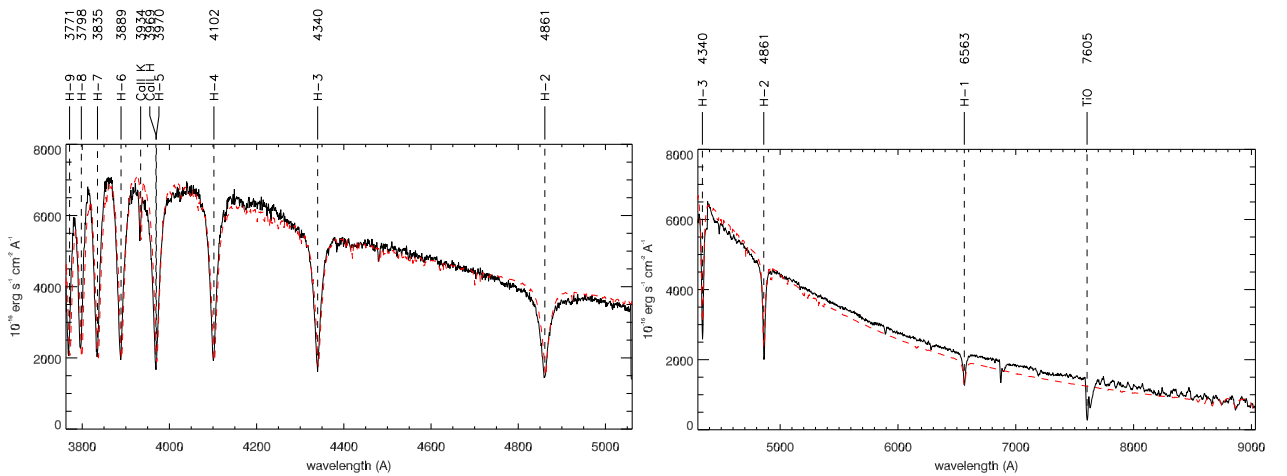
La source Chandra 31 possède une contrepartie dans l'ultraviolet et le visible (l'étoile HD 79548) que nous avons observé avec l'instrument FORS1 monté au foyer principal du télescope Kueyen au VLT (voir §3.5). Nous avons obtenu 12 spectres en trois nuits successives : 6 avec le prisme de

**TAB. 4.10** – Contreparties dans le visible des sources Chandra dans le cœur de NGC 2808. Les identifiants Chandra (Src Ch.), visible (Src Vis.) et UVL (Src UVL) sont indiquées. Pour chaque source les magnitudes V et B sont données, ainsi que le rapport avec le flux X (0,5 – 8 keV). Les distances entre contrepartie dans le visible et source Chandra (en pixels, en secondes d’arc et en  $\sigma$ ) sont ensuite données. Enfin, la position de la contrepartie dans le visible dans le diagramme couleur–magnitude (voir Figure 4.17) est indiquée (TB pour traîarde bleue, SP lorsque la source est proche de la séquence principale et BHB pour branche horizontale bleue).

Src Ch.	Src Vis.	Src UVL	V [mag]	$F_X/F_V$	B [mag]	$F_X/F_B$	Distance [pixel]	$\sigma$ ["]	CMD	
3	6881	–	18,445	224	18,600	56	2,521	0,116	0,74	TB
4	5315	400	17,947	22	18,122	6	10,949	0,504	1,72	TB
8	6805	–	15,481	2	15,491	1	16,890	0,777	2,41	BHB
8	13062	–	20,648	265	20,928	74	14,739	0,678	2,10	SP
8	7222	–	20,444	220	20,686	59	19,410	0,893	2,77	SP
9	3064	476	17,729	15	17,997	4	17,251	0,794	2,46	TB
11	2486	252	16,156	18	16,006	3	8,763	0,403	2,57	BHB
11	10872	–	21,260	1996	21,578	579	2,789	0,128	0,82	SP
11	2529	–	20,998	1568	21,308	452	3,593	0,165	1,06	SP
12	3165	–	18,543	117	18,563	25	9,697	0,446	2,47	TB

Carpenter 1200B (bleu 3 660–5 110 Å) et 6 avec le prisme de Carpenter 300V et le filtre GG435 (rouge, 4 450–8 650 Å). Les résolutions sont de 1420 et 440 pour les spectres bleus et rouges respectivement. Les données ont été traitées avec la chaîne de traitement ESO FORS v3.1.3. L’étoile standard LTT 7987 a été utilisée pour l’étalonnage en flux et une correction est appliquée à cause de la taille de la fente (0,7'') et des perturbations atmosphériques (*seeing*) qui limitent le flux observé.

Les spectres moyens bleu et rouge sont présentés sur la Figure 4.18. Les magnitudes estimées à partir des spectres sont  $B = 10,9$  et  $V = 10,5$ , ce qui est en accord avec les magnitudes cataloguées. Ces spectres sont très bien ajustés avec un modèle d’émission d’une étoile A0V proposé par Kurucz



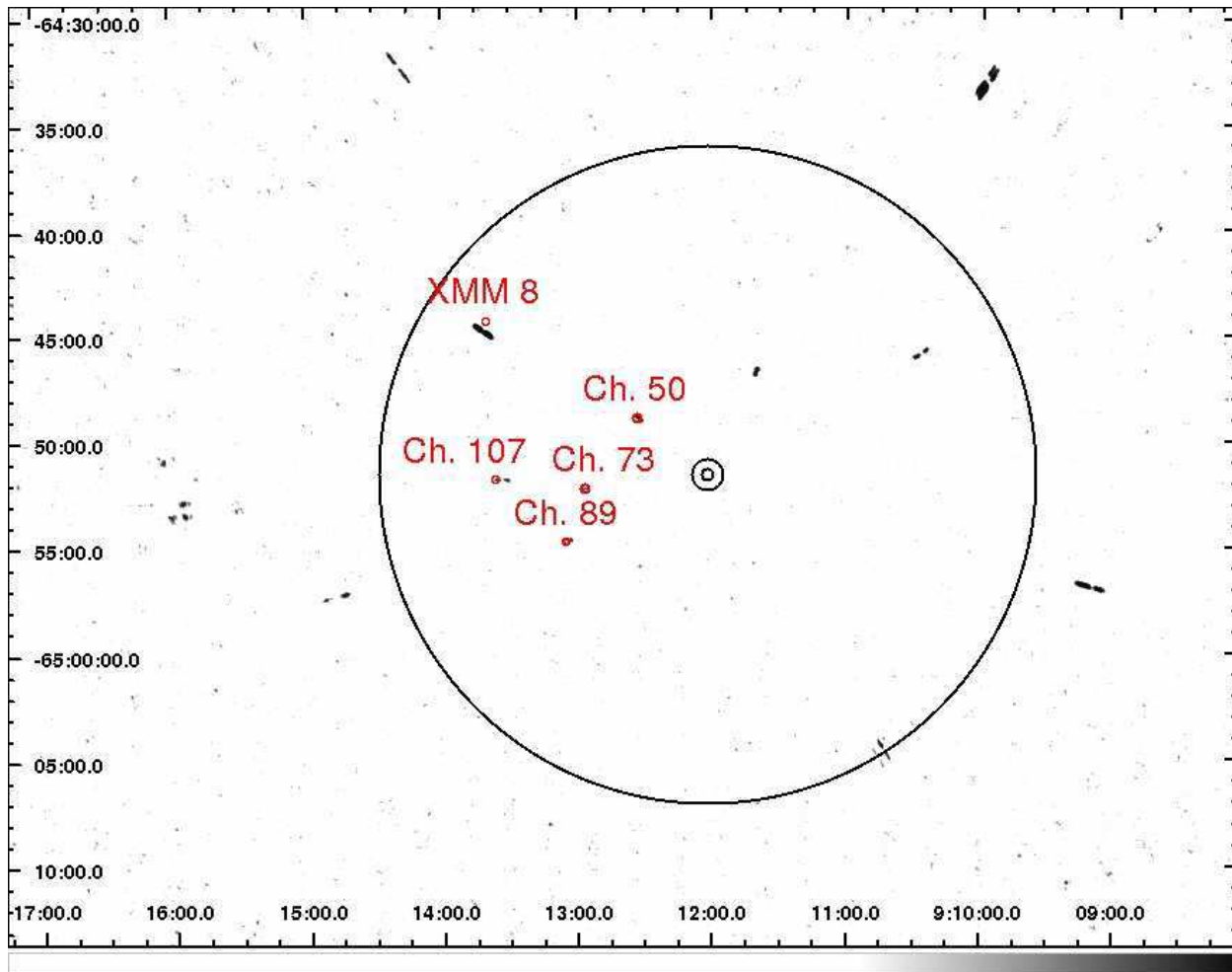
**FIG. 4.18** – Spectres moyens bleu et rouge de HD 79548 avec FORS1 au VLT. Le modèle d’émission d’une étoile de type A0V est tracé en pointillés rouges (Kurucz 1993, mis à jour en juillet 2001) .



(1993, mis à jour en juillet 2001). Pour obtenir le meilleur ajustement, un rougissement de  $E_{(B-V)} = 0,15$  a dû être pris en compte. Cette valeur de rougissement est inférieure à celle de NGC 2808 ( $E_{(B-V)} = 0,19$  Bedin *et al.* 2000). A partir de la raie  $H\beta$  visible sur tous les spectres (bleus et rouges), j'ai pu estimer la vitesse radiale de HD 79548 à  $-63,5 \pm \text{km s}^{-1}$ . Aucune variation de la vitesse radiale n'est détectée, ce qui ne permet pas de confirmer la présence d'un compagnon.

#### 4.5.5 Données radio avec ATCA

NGC 2808 a été observé avec ATCA (*Australia Telescope Compact Array*) le 24 janvier 1992, pendant 12 h avec la configuration 6D (données d'archives, projet C060, D. McConnell). Les sources standard utilisées sont NGC 2583 et IRAS 19313-0644. Les fréquences radio choisies pour l'observation sont 1,408 et 1,708 GHz. Chaque bande passante est échantillonnée sur 64 canaux de 2 MHz. Nous avons traité les données à 1,408 GHz avec MIRIAD (Sault *et al.* 1995). Les quatre canaux de plus basses fréquences ont été retirés, ainsi que les quatre canaux de plus



**FIG. 4.19** – Image radio avec ATCA en direction de NGC 2808. Les rayons de cœur, de demi-masse et de marée de l'amas sont indiqués. Les possibles contreparties Chandra (Ch.) et XMM-Newton (XMM) sont reportées.

hautes fréquences et 8 canaux centraux, afin d'éliminer un bruit excessif et un artefact sur le pixel central. D'autres périodes ont été retirées des données, comme la ligne de base entre les antennes 4 et 5 qui présentait un niveau de bruit anormal tout au long de l'observation. Ce traitement a permis d'obtenir un bruit de fond moyen de  $54 \mu\text{Jy}$  après utilisation de la fonction `clean` de MIRIAD, ce qui correspond au niveau théorique attendu pour les données utilisées. La précision des coordonnées des sources radio est d'environ  $10''$  ( $1\sigma$ ).

Aucune source radio n'est détectée à l'intérieur du rayon de demi-masse de NGC 2808. Trois sources radio ont une correspondance à moins de  $1\sigma$  avec une source X (sources Chandra 50, 73 et 89) et deux autres sources radio sont situées à moins de  $3\sigma$  d'une source X (source Chandra 107 et XMM-Newton 8). L'image radio avec les possibles contreparties X est présentée sur la Figure 4.19.

#### 4.5.6 Données infrarouge avec Spitzer

NGC 2808 a été observé avec l'instrument IRAC (*Infrared Array Camera*) de l'observatoire spatial Spitzer le 27 mars 2005 et le 7 juillet 2006 (données d'archives, projets 3725 et 20298). Des images à  $3,6$ ,  $4,5$ ,  $5,8$  et  $8 \mu\text{m}$  sont disponibles avec des couvertures spatiales différentes. Le champ de vue de chaque observation est de deux fois  $5,12' \times 5,12'$ . La précision des coordonnées est d'environ  $1''$  ( $1\sigma$ ), comparable à la précision de Chandra. Cependant, à l'intérieur du rayon de demi-masse les données ne sont pas utilisables à cause de la trop grande densité de sources. J'ai utilisé les images pré-traitées et étalonnées en flux disponibles dans les archives.

Pour chaque image, j'ai effectué une détection de sources avec la procédure IDL `find` (Astrolib/IDL, voir §3.2.5). Cette procédure permet d'extraire les flux intégrés en ajustant une gaussienne à chaque source. Les contreparties infrarouges des sources Chandra ont ensuite été recherchées à une distance inférieure à  $2\sigma$  ( $\sim 2''$  en moyenne). Le Tableau 4.11 regroupe les valeurs de flux des 31 contreparties pour lesquelles au moins deux valeurs de flux ont pu être mesurées. Pour 8 autres sources (32, 52, 68, 80, 82, 84, 87 et 91), une seule valeur de flux est mesurée, ce qui ne permet pas de contraindre le modèle de la source.

J'ai ajusté un spectre de corps noir à ces sources pour en déduire une température de corps noir et une constante de normalisation. Pour cela, j'ai utilisé les flux dans l'infrarouge, les flux en ultraviolet (voir §4.5.2) et les flux dans les bandes U et V pour la source Chandra 31 (voir 4.5.4). Ensuite les valeurs de flux ont été corrigées pour le rougissement interstellaire avec la routine `fm_unred` (Astrolib/IDL, voir §3.2.5). La constante  $C$  de normalisation du corps noir est liée au rayon  $R$  du corps noir et à sa distance  $D$  par la relation :  $C = R^2/D^2$ . Pour donner une idée de la distance, j'ai estimé le rayon en supposant le cas d'une étoile de la séquence principale avec la relation température-rayon (voir §1.1.3.2). Dans le cas éventuel d'étoiles géantes ou super-géantes qui ont des rayons plus grand d'un facteur 10 – 1000 (voir §1.1.3.2), la distance indiquée dans le Tableau 4.11 serait alors sous-estimée de ce même facteur.

Quatre sources (38, 43, 58 et 61) présentent des températures de corps noir supérieures au plafond de  $30\,000 \text{ K}$  (étoile B, voir §1.1.3.2), qui serait alors suffisamment brillante dans le visible

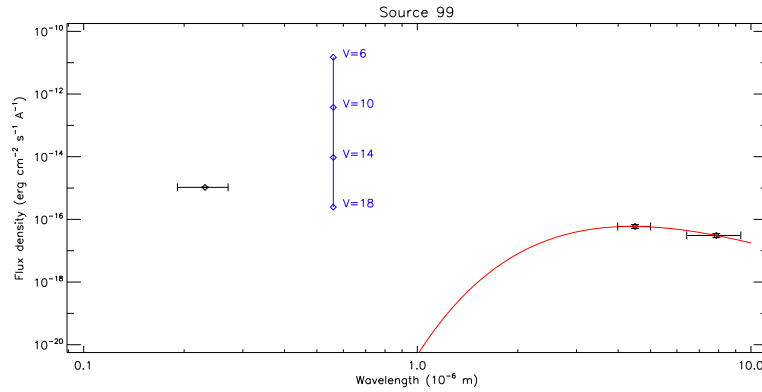
**TAB. 4.11** – Contreparties infrarouge des sources Chandra en direction de NGC 2808. Les identifiants Chandra (Ch. ID) sont indiqués et une étoile indique que cette source présente aussi une contrepartie dans l’ultraviolet. Pour chaque source les flux à 3,6, 4,5, 5,8 et 8,0  $\mu\text{m}$  sont indiqués en  $[\text{MJy sr}^{-1}]$ , lorsqu’ils sont disponibles. Les résultats de l’ajustement d’un modèle de corps noir stellaires sont ensuite donnés : la température  $T$  [K], la distance  $D$  [pc], puis le  $\chi^2$  et le nombre de degré de liberté ( $dof$ ). La distance est calculée à partir de la relation température–rayon pour les étoiles de la séquence principale.

Ch. ID	$F_{3,6}$	$F_{4,5}$	$F_{5,8}$	$F_{8,0}$	$T$	$D$	$\chi^2$	$dof$
21*	4,22	2,62	—	—	6705	1238	1,29	3
	4,58	2,77	—	—				
24	0,53	0,36	—	—	6333	3107	0,31	1
25	1,56	1,03	0,60	—	8965	3643	3,22	5
	1,48	0,97	0,58	0,45				
28	0,26	0,22	0,20	0,18	1375	669	2,44	3
31*	69,61	50,57	50,29	23,26	10518	705	9,89	5
35*	0,38	—	—	—	6945	4366	—	0
36*	0,52	—	0,94	—	799	183	172,37	1
38	8,02	—	2,57	—	30000	13482	1,54	0
39*	40,10	—	23,42	—	4931	203	0,85	1
41*	3,64	4,73	5,66	6,08	814	75	3 106,57	3
43	11,05	—	4,27	—	30000	10839	0,12	0
44	0,21	—	0,13	—	2208	1112	—	0
48*	0,35	—	—	—	9835	9278	—	0
49*	—	2,28	—	0,64	5556	988	1,71	1
51*	32,46	—	15,14	—	4620	221	0,05	1
53*	42,31	49,34	52,45	22,81	1486	52	327919,35	3
54	0,32	—	0,19	—	2666	1151	—	0
56	—	1,63	—	2,20	717	104	—	0
58	2,58	—	0,84	—	30000	23676	1,40	0
61	11,29	—	3,82	—	30000	11164	0,99	0
62	1,54	—	1,66	—	1119	203	—	0
63*	57,55	—	134,19	—	699	12	1479,86	1
67	0,64	—	0,31	—	4980	1693	—	0
72	—	1,03	—	3,46	476	45	—	0
73	6,69	—	10,63	—	857	60	—	0
74*	3,87	—	1,29	—	5348	857	2,78	1
79	—	0,32	—	0,32	861	331	—	0
81	0,47	—	0,29	—	2217	754	—	0
83	—	0,21	—	0,21	880	422	—	0
85	—	1,49	—	2,07	703	105	—	0
99*	—	9,82	—	15,40	659	35	3725,43	1

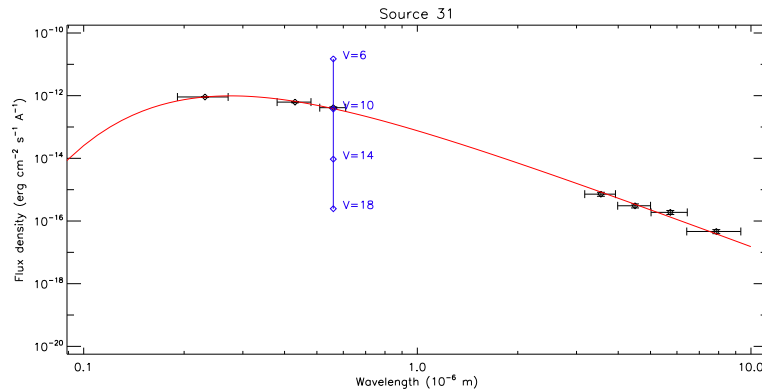
et l'ultraviolet pour avoir été détectée précédemment. Le modèle de corps noir d'une étoile semble ici incompatible.

D'autre part, 16 sources présentent une température inférieure à 3 000 K, qui est alors inférieure à la température de surface des étoiles de type M (3240 K pour une étoile de type M5V, Kurucz 1993). Il semble que pour ces sources, le modèle seul de corps noir d'une étoile ne soit pas compatible. De plus, parmi ces sources, 5 possèdent une contrepartie dans l'ultraviolet (36, 41, 53, 63, 99) qui est beaucoup plus lumineuse que ce qui serait attendu par un tel corps noir. Comme par exemple la source Chandra 99 dont le spectre est présentée sur la Figure 4.20. Il est possible que ces sources aient un tout autre spectre, ou une composante supplémentaire pour expliquer un tel écart par rapport au corps noir.

Pour les 11 autres sources, les observations sont compatibles avec un spectre de corps noir dont la température correspond à des étoiles de types A à M (Kurucz 1993). Parmi ces sources, huit possèdent une contrepartie dans l'ultraviolet. Par exemple, pour la source Chandra 31, la température trouvée ( $\sim 10000$  K) et la distance estimée ( $\sim 700$  pc) avec un  $\chi^2$  correct sont compatibles avec l'étoile de type A0 HD 79548 (spectre sur la Figure 4.21).



**FIG. 4.20** – Spectre infrarouge-ultraviolet de la source Chandra 99. Un ajustement avec un modèle de corps noir est reporté. L'échelle en magnitude V est indiquée.



**FIG. 4.21** – Spectre infrarouge-ultraviolet de la source Chandra 31. Un ajustement avec un modèle de corps noir est reporté. L'échelle en magnitude V est indiquée.

## 4.6 Discussion

Dans cette section, la nature des sources est discutée à partir des résultats observationnels et des caractéristiques multi-longueurs d'onde des sources X attendues dans les amas globulaires (voir §2).

### 4.6.1 Identification de sources liées à l'amas

À partir des luminosités et couleurs des sources X (Figure 4.12) il est possible de caractériser de manière générale certaines sources d'après leurs propriétés attendues (voir §2) :

- La source Chandra 1 est un candidat binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons.
- Les sources Chandra 7, 10 et 16 sont des candidats variable cataclysmique.
- Les sources Chandra 2, 5, 11, 12, 13 et 15 sont des candidats variable cataclysmique ou binaire active.
- Les autres sources sont des candidats variable cataclysmique, binaire active ou pulsar milliseconde.

Les propriétés complémentaires des émissions X et ultraviolet pour les sources Chandra 7 et 14, la variabilité des sources Chandra 3, 16 et XMM-Newton C5 font de ces sources des candidats variable cataclysmique. Parmi les contreparties dans le visible, celles des sources Chandra 8 et 11 ont des caractéristiques attendues pour des variables cataclysmiques. Je discute ci-dessous les autres caractéristiques des principales sources X.

#### 4.6.1.1 Source Chandra 1 : une binaire X de faible masse en quiescence

Cette source est la plus centrale de l'amas et correspond à la source XMM-Newton C2. Le spectre de cette source est bien ajusté par un modèle d'émission d'une atmosphère d'hydrogène pour une étoile à neutrons (voir §4.2.5.2 et Figure 4.7), avec des paramètres typiques pour une étoile à neutrons à la distance de l'amas (Tableau 4.3). Le surplus d'émission à haute énergie ( $> 2$  keV) de la source XMM-Newton C2 semble dû à la présence de la source C1 à proximité, qui est plus dure. De plus, le spectre Chandra de cette source ne présente pas d'émission de ce genre : Aucun photon n'est détecté avec une énergie supérieure à 2 keV. Les binaires X de faible masse des amas globulaires présentent souvent cette caractéristique (Heinke *et al.* 2003b). Avec WebPIMMS, en supposant un modèle d'émission en loi de puissance avec un indice de 1–1,5 (Campana *et al.* 1998) et 1 photon détecté, j'en déduis un flux limite pour une telle composante à haute énergie de  $F_{[0,5-8\text{keV}]} \sim 5 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  ( $< 2,5\%$  du flux total).

La relation entre le taux de rencontre au cœur de l'amas et le nombre de binaires X de faible masse en quiescence observées (voir §1.2.2.3) permet d'estimer que  $3 \pm 1$  sources de ce type pourraient être présentes dans NGC 2808. La probabilité de Poisson d'avoir une source de ce type

lorsqu'on en attend 4 est de 0,073%. Ce résultat n'est donc pas significativement différent de l'estimation.

#### 4.6.1.2 Source Chandra 7 : variable cataclysmique

La contrepartie dans l'ultraviolet de la source Chandra 7 (XMM-Newton C1) est située dans la région des variables cataclysmiques dans le diagramme couleur-magnitude en ultraviolet (Figure 4.15). Cette contrepartie ultraviolet est variable, ce qui est typique d'une variable cataclysmique (Dieball *et al.* 2005a). Les rapports X/UV pour cette source sont grands (Tableau 4.8) et similaires à ceux observés pour plusieurs polaires intermédiaires (voir §4.6.4).

#### 4.6.1.3 Source Chandra 14 : possible variable cataclysmique

La contrepartie ultraviolet probable de cette source est située dans la région des variables cataclysmiques et les rapports X/UV sont compatibles avec l'émission attendue d'une variable cataclysmique (Tableau 4.8). La probabilité de trouver par chance une contrepartie ultraviolet à l'intérieur du cercle d'erreur à  $3\sigma$  est assez élevée (80%, Tableau 4.8). Cependant, la probabilité de trouver cette contrepartie à  $0,5\sigma$  est seulement de 4%, il est donc possible que la source UVL 446 soit la contrepartie réelle, ce qui ferait de la source Chandra 14 un candidat variable cataclysmique. De plus, la probabilité d'avoir comme contrepartie une source UVL qui est l'une des  $\sim 60$  candidats variables cataclysmiques détectés en ultraviolet (Dieball *et al.* 2005a), est de 0,5% en utilisant une simulation Monte-Carlo.

#### 4.6.1.4 Source Chandra 10 : possible variable cataclysmique

La contrepartie ultraviolet de cette source est située dans la branche horizontale extrême (Figure 4.15). Bien que certaines variables cataclysmiques galactiques en éruption peuvent atteindre cette luminosité en ultraviolet, dans ce cas, cette source aurait été en éruption pendant  $\sim 30$  jours, ou plusieurs fois (à chaque observation en ultraviolet : 18, 19 janvier et 16, 20 février, Dieball *et al.* 2005a), ce qui est peu probable car les éruptions de nova naine semblent particulièrement rares dans les amas globulaires (p.ex. Shara *et al.* 1996, voir aussi §2.6.4). Il est possible que la vraie contrepartie ultraviolet de cette source soit masquée par cette source brillante.

#### 4.6.1.5 Source Chandra 16 : variable cataclysmique

Cette source présente une grande variabilité en X. Cette variabilité est observée sur plusieurs échelles de temps : pendant la première observation Chandra (quelques heures), entre les deux observations Chandra (un jour) et entre les observations XMM-Newton et Chandra (28 mois). La grande variabilité de cette source est peut-être associée à une éruption de nova naine (p.ex. Baskill *et al.* 2005, voir aussi §4.6.2). L'hypothèse d'une éruption de binaire active est moins probable, car même s'il s'agissait d'une longue éruption, la décroissance serait détectable sur les premiers

45 ks de l'observation Chandra (comme dans Franciosini *et al.* 2001, pour une éruption de 110 ks au total).

#### 4.6.1.6 Source Chandra 3 : possible variable cataclysmique

La source Chandra 3 est plutôt dure et variable au cours de l'observation Chandra. La courbe de lumière indique une augmentation du nombre de coups d'un facteur  $\sim 5$  entre le début de la première observation Chandra et la deuxième observation Chandra (Figure 4.10). Le temps de croissance est plus long que 10 ks (fin de la première observation Chandra, Figure 4.10), ce qui serait exceptionnel pour une éruption de binaire active (voir §2.7). Ce type de variation semble plus typique d'une variable cataclysmique et pourrait aussi être associé à une éruption de variable cataclysmique (p.ex. Baskill *et al.* 2005, voir aussi §4.6.2). Cette source n'a pas été détectée dans les données XMM-Newton à cause de la trop grande confusion de sources. On peut noter qu'une contrepartie dans le visible éventuellement associée tombe dans la région des traînardes bleues dans la Figure 4.15.

#### 4.6.1.7 Source XMM-Newton C5 : possible variable cataclysmique

La source XMM-Newton C5, qui n'a pas été détectée dans les données Chandra, est dure et variable sur 28 mois. Le flux de cette source a varié d'au moins un facteur 5 sur cette période (voir §4.4.1). Aucune variabilité significative n'a été détectée lors de l'observation XMM-Newton de 30 ks avec le détecteur PN (voir §4.2.4). Une éruption aussi longue pour une binaire active serait exceptionnelle, même si cela ne peut pas être exclu (p.ex. Kuerster & Schmitt 1996). Il pourrait donc s'agir d'une variable cataclysmique. Dans ce cas, la variabilité pourrait être due à une éruption de cette variable cataclysmique (p.ex. Baskill *et al.* 2005, voir aussi §4.6.2).

#### 4.6.1.8 Source Chandra 11

Une contrepartie ultraviolet possible est détectée, située dans la branche horizontale bleue du diagramme couleur-magnitude. Une contrepartie dans le visible confirme qu'il s'agit d'une étoile de la branche horizontale. Or, ces étoiles ne sont *a priori* pas des sources de rayons X. Il pourrait s'agir d'un autre de type de binaire exotique. Cependant, la distance entre la source X et la contrepartie correspond à  $2,6\sigma$ , il est donc possible que ces sources ne soient pas physiquement associées. Une autre contrepartie dans le visible est bleue, ce qui serait attendu pour une variable cataclysmique.

#### 4.6.1.9 Source Chandra 12

La luminosité de cette source pourrait avoir varié entre les observations XMM-Newton et Chandra ( $2\sigma$ ). Une contrepartie ultraviolet possible est détectée, située dans la branche horizontale

extrême. Cependant, il est possible que ces sources ne soient pas associées car leur séparation correspond à  $2,5\sigma$ . Une des contreparties possibles dans le visible est dans la région des traînardes bleues.

#### 4.6.1.10 Source Chandra 8

La source Chandra 8 correspond à une source ultraviolet brillante, située dans la branche horizontale. Ces propriétés X et ultraviolet ne sont *a priori* pas compatibles et il se pourrait qu'il s'agisse d'un alignement fortuit. Deux contreparties dans le visible possibles ont une émission compatible avec une variable cataclysmique (Figure 4.15).

#### 4.6.1.11 Sources Chandra 4 et 9

Les deux sources Chandra 4 et 9 ont chacune deux contreparties ultraviolet, cependant les sources UVL 400 et 476 sont les contreparties les plus probables, respectivement. Ces sources ultraviolet sont situées dans la région des traînardes bleues. La séparation entre cette région et la région des variables cataclysmiques n'est pas stricte et il pourrait s'agir de variables cataclysmiques ou de traînardes bleues émettant en X. Un tel objet a été trouvé dans l'amas 47 du Toucan par Knigge *et al.* (2006), qui ont suggéré que cet objet exotique pourrait être une binaire détachée composée d'une traînarde bleue avec une étoile active de la séquence principale comme compagnon, dont la formation impliquerait au moins 3 étoiles. Edmonds *et al.* (2003a) et Heinke *et al.* (2005) ont aussi identifié de tels objets dans 47 du Toucan. La probabilité d'alignement fortuit de ces sources est élevée et il pourrait s'agir de fausses détections.

#### 4.6.1.12 Source Chandra 17

Cette source est en dehors, mais proche du rayon de demi-masse de NGC 2808. Elle présente une variabilité qui pourrait être une éruption de variable cataclysmique ou de binaire active, car elle dure  $\sim 10$  ks. Il est donc possible que cette source soit liée à l'amas. S'il s'agit d'une variable cataclysmique, son éloignement du centre de l'amas en ferait une variable cataclysmique primordiale (Hurley *et al.* 2007).

### 4.6.2 Sources X variables dans le cœur

Les éruptions de nova naines seraient assez rares dans les amas globulaires (voir §2.6.4). Shara *et al.* (1996) ont détecté une seule éruption de nova naine dans 47 du Toucan à partir d'observations dans le visible du Télescope Spatial Hubble, pour un temps cumulé de  $\sim 130$  ks. Une éruption de ce type a aussi été observée pour 2 variables cataclysmiques magnétiques dans NGC 6397 (Shara *et al.* 2005). Le temps cumulé de cette observation était de  $\sim 66$  ks.

Les observations X de NGC 2808 présentées dans ce chapitre durent  $\sim 90$  ks (XMM-Newton et Chandra) et pourraient donc permettre la détection d'éruptions de nova naines. Les observations



XMM-Newton et Chandra indiquent que des sources X liées à NGC 2808 présentent ce genre de variation en flux X. Il semble donc que les sources Chandra 3, 16 et XMM-Newton C5 soient des variables cataclysmiques qui montrent peut-être la signature X d'éruptions de nova naines. Il y aurait donc trois éventuelles éruptions de nova naine sur  $\sim 90$  ks d'observation, ce qui correspond au taux faible déjà observé dans d'autres amas globulaires (Shara *et al.* 1996, 2005).

### 4.6.3 Sources X attendues dans le cœur

En supposant une limite en luminosité assurant la complétude dans la détection de sources ( $L_{0,5-8keV} \sim 2 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ), je peux estimer le nombre de sources attendues dans NGC 2808.

Afin d'estimer le nombre de sources X attendues dans NGC 2808, j'ai tout d'abord utilisé la relation proposée par Pooley & Hut (2006) qui constatent une dépendance de ce nombre de sources avec le taux de collisions au cœur des amas. J'ai donc estimé le taux de collisions comme cela est décrit par Pooley & Hut (2006) (voir aussi §1.2.2.3). Ce taux permet d'estimer un nombre de sources X attendues dans NGC 2808 de  $30 \pm 6$ , en tenant compte de la limite de détection des observations Chandra qui assure la complétude de l'échantillon de sources. Cependant, seulement 11 sources sont détectées dans le rayon de demi-masse pour cette même limite en luminosité. Les différentes populations définies par Pooley & Hut (2006) permettent d'estimer que l'on attend  $3 \pm 1$  binaires X de faible masse avec étoile à neutrons et  $17 \pm 3$  variables cataclysmiques de luminosité supérieure à  $L_{0,5-8keV} \sim 4,25 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ .

Si on s'intéresse plus particulièrement aux variables cataclysmiques, il est possible d'estimer la population à partir des simulations de Ivanova *et al.* (2006). Ils ont en effet estimé le nombre total et le nombre détectable de variables cataclysmiques pour un amas globulaire similaire à NGC 2808 (leur modèle standard) : même densité centrale, même temps de relaxation, même métallicité et une vitesse de libération légèrement plus faible dans leur modèle. La simulation conduit à la formation de 209 variables cataclysmiques après 10 milliards d'années, parmi lesquelles 47 seraient détectables (luminosité X supérieure à  $L_{0,5-8keV} \sim 3,6 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ ). Ce nombre semble stable sur un intervalle d'âge entre 7 et 14 milliards d'années, avec un écart type de  $\pm 4$ . On peut adapter ce résultat en tenant compte de la sensibilité limite des observations Chandra. Pour cela, j'ai compté le nombre de sources X détectées au delà des différentes limites en luminosité dans l'amas 47 du Toucan (Heinke *et al.* 2005). J'en déduis un facteur de 0,36 à appliquer, ce qui conduit à  $17 \pm 4$  variables cataclysmiques attendues. Nos analyses ont conduit à 8 variables cataclysmiques (et au maximum 15), ce qui est inférieur au nombre attendu.

J'ai aussi comparé les résultats des détections de sources X dans NGC 2808 aux résultats pour 47 du Toucan (Heinke *et al.* 2005). Cet amas est similaire en masse, en densité et en concentration à NGC 2808 et sa métallicité est supérieure (Harris 1996). Le taux de rencontre de NGC 2808 est comparable à celui de 47 du Toucan. En tenant compte de la limite en luminosité choisie pour NGC 2808, environ  $31 \pm 3$  sources sont détectées dans le rayon de demi-masse de 47 du Toucan : 2 à 5 binaires X de faible masse en quiescence, 16 à 19 variables cataclysmiques, 4 à 5 binaires

actives, 1 pulsar milliseconde et 3 sources non-identifiées. Avec 11 sources, on note tout de même un déficit de sources qui semble significatif dans NGC 2808, avec une probabilité de Poisson de  $7 \times 10^{-17}$ .

Un autre amas globulaire possède des valeurs proches de celles de NGC 2808 en masse, densité et concentration. Il s'agit de M 80, qui a été observé avec Chandra (Heinke *et al.* 2003b). La métallicité de cet amas est plus faible. Un total de 19 sources a été détecté dans le rayon de demi-masse de M 80 au dessus d'une limite en luminosité comparable. Parmi celles-ci, 2 sont des candidats binaire X de faible masse en quiescence et 5 des candidats variable cataclysmique (Heinke *et al.* 2003b). Le nombre de sources détectées est ici proche du nombre de sources dans NGC 2808.

Le déficit possible de sources X pourrait être lié à des paramètres spécifiques de NGC 2808. La métallicité en particulier pourrait être un paramètre clé qui pourrait changer sensiblement le nombre de sources X dans un amas globulaire à un âge donné. Les étoiles métalliquement pauvres sont en effet moins opaques et elles sont donc généralement plus chaudes et plus compactes. Ceci pourrait conduire à la formation de naines blanches particulières et peut aussi être un facteur déterminant pour prédire quand et comment va se dérouler le transfert de masse dans une binaire serrée (voir §1.1.3.6). NGC 2808, 47 du Toucan et M80 ont des métallicités différentes, ce qui pourrait conduire à un nombre de sources X différent, les amas globulaires métalliquement pauvres ayant moins de sources X que les amas métalliquement riches. De la même manière, il semble que les amas globulaires extragalactiques qui sont métalliquement riches possèdent trois fois plus de binaires X de faible masse par rapport aux amas métalliquement pauvres (voir §1.1.3.7).

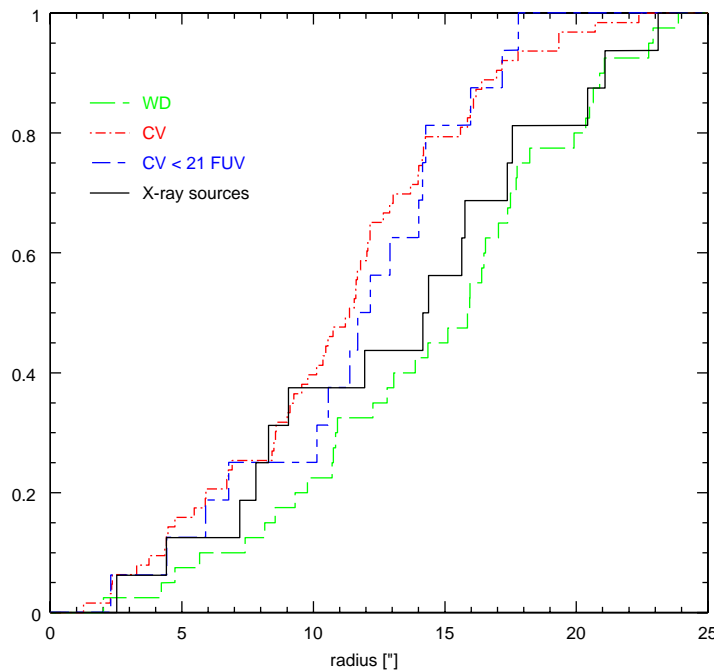
#### 4.6.4 Émission X et ultraviolet des variables cataclysmiques

Knigge *et al.* (2008) ont montré qu'environ la moitié des objets situés dans la région des variables cataclysmiques dans le diagramme couleur–magnitude en ultraviolet de 47 du Toucan sont confirmés comme étant des variables cataclysmiques. Si les objets dans cette région pour NGC 2808 (Figure 4.15) ont des proportions similaires, on peut s'attendre à ce que  $\sim 30$  des  $\sim 60$  candidats variable cataclysmique détectés en ultraviolet (Dieball *et al.* 2005a) soient finalement confirmés. Avec Chandra, je trouve 8 candidats variable cataclysmique et au plus 15. Cependant, on ne compte que 2 contreparties ultraviolet de sources X ayant des propriétés clairement compatibles avec la nature d'une variable cataclysmique (sources Chandra 7 et 14).

Il faut aussi tenir compte de l'incomplétude des observations. Dieball *et al.* (2005a) montrent qu'ils ont détecté environ la moitié des candidats variables cataclysmiques, seulement les plus lumineuses. En X, seulement les sources les plus brillantes ont été détectées ( $L_{0,5-8\text{keV}} > 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ), alors que les variables cataclysmiques peuvent être moins lumineuses en X de 2 ordres de grandeur (voir §2.6). Même en tenant compte de cette incomplétude, il semble que les sources X les plus brillantes ne sont en général pas les sources ultraviolet les plus brillantes. De même, les quatre variables cataclysmiques dans 47 du Toucan ayant des contreparties ultraviolet (Knigge *et al.* 2002) peuvent avoir des rapports de luminosités très variables. Par exemple la source AKO 9 est plus lu-

mineuse en ultraviolet que la sources V1 (magnitudes 16 et 18 respectivement, Knigge *et al.* 2002), mais moins lumineuse en X ( $L_{0,5-6\text{keV}} \sim 5 \times 10^{31}$  et  $6,8 \times 10^{33}$  erg s $^{-1}$  respectivement, Heinke *et al.* 2005)

Si on regarde la distribution radiale des différentes populations de sources ultraviolet et X, on ne trouve pas de différence significative. Les profils apparaissent sur la Figure 4.22 et les tests KS ne concluent pas à une différence significative entre les populations. Comme un phénomène de ségrégation de masse intervient dans l'amas globulaire (voir §1.2.2.2), cela signifie que la masse moyenne des populations n'est pas un critère significatif pour les différencier. Au contraire, il s'agit de populations ayant une masse moyenne comparable. En comparaison, le seul candidat binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons est la source la plus centrale, laissant penser qu'il s'agit bien d'un objet plus massif.



**FIG. 4.22** – Profils radiaux cumulés des différentes populations dans NGC 2808. Les populations de naines blanches (WD) et de variables cataclysmiques (CVs) correspondent aux sources UVL (Dieball *et al.* 2005a).

Les propriétés des différentes variables cataclysmiques sont développées au §2.6.3. À partir de ces considérations, il semble que les quasi-novae non-magnétiques ayant de longues périodes soient peu lumineuses en X, mais plus lumineuse en ultraviolet. Les observations ROSAT de variables cataclysmiques galactiques en X et dans le visible confirment cette idée (Verbunt *et al.* 1997 ; Motch *et al.* 1996). Les novae naines semblent de plus légèrement moins lumineuses en moyenne que les quasi-novae (Verbunt *et al.* 1997 ; Motch *et al.* 1996). Au contraire, les systèmes magnétiques semblent plus lumineux en X (Edmonds *et al.* 2003b) et moins lumineux en ultraviolet car leur disque d'accrétion est absent ou tronqué vers l'intérieur (Grindlay 1999). Ceci est

clairement observé pour les polaires dont le rapport X/UV peut être 100 fois supérieur à celui des autres systèmes (Warner 1996).

Les sources UVL 397 et 222 sont variables et situées dans la région des variables cataclysmiques dans le diagramme couleur–magnitude UVL–UVP. Cependant, la source UVL 397 n’est pas détectée en X, alors que la source UVL 222 correspond à la source X Chandra 7. Ces deux sources pourraient donc être dans des classes différentes. La source UVL 397 semble donc correspondre à une variable cataclysmique non-magnétique, éventuellement une quasi-nova ayant un disque d’accrétion brillant en ultraviolet. Par contre, la source Chandra 7 a une émission X supérieure à la moyenne des sources et dure. De plus, elle est variable et détectée en ultraviolet, ce qui serait dû à la présence d’un disque d’accrétion. Cette source pourrait donc être une polaire intermédiaire, avec un champ magnétique modéré.

J’ai estimé les rapports X/UV pour plusieurs variables cataclysmiques galactiques appartenant à différentes classes. Le rapport estimé est similaire au rapport  $F_X/F_{UVP}$  du Tableau 4.8, où  $F_{UVP}$  est la densité de flux entre 2 500 et 3 000 Å et  $F_X$  le flux X dans la bande 0,5 – 8 keV. Les polaires ont des rapports supérieurs à 5 000 (rapports extrapolés de Ramsay & Cropper 2003 ; Ramsay *et al.* 2004 ; Vogel *et al.* 2008). Les polaires intermédiaires ont des rapports supérieurs à 2 000 (à partir de Haberl *et al.* 2002 ; de Martino *et al.* 2005, 2006). La limite de détection des observations UVL est  $6 \times 10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1}$  et la limite en X est  $9 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Ainsi, le rapport X/UV pour les  $\sim 30$  candidats variable cataclysmique détectés en ultraviolet et non détectés en X est inférieur à  $\sim 1500$ . Ces  $\sim 30$  candidats variable cataclysmique seraient donc majoritairement des systèmes non-magnétiques (comme la nova naine YZ Cnc avec un rapport de  $\sim 500$ , Hakala *et al.* 2004).

La plupart des polaires intermédiaires galactiques sont plus lumineuses que  $10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  en X (Verbunt *et al.* 1997). Sur la Page Web des Polaires Intermédiaires (Intermediate Polar Home Page<sup>1</sup>, maintenue par K. Mukai), 12 objets sur 14, dont les distances sont estimées, ont une luminosité supérieure à cette limite. Les observations Chandra auraient donc permis de détecter la majorité des polaires intermédiaires dans NGC 2808, en supposant que leur émission est similaire à celle des polaires intermédiaires galactiques. Ceci conduit au maximum à 14 candidats polaire intermédiaire (La source Chandra 14 a été exclue car son rapport X/UV est inférieur à 2000, ainsi que la source Chandra 1 qui est un candidat binaire X de faible masse en quiescence). La proportion estimée est donc de  $\sim 30\%$  et la proportion par rapport au nombre total de variables cataclysmiques attendues dans NGC 2808 ( $\sim 200$ , Ivanova 2006, voir aussi §4.6.3) est de  $\sim 7\%$ . Cette proportion est du même ordre que la proportion de polaires intermédiaires galactiques, qui peut être estimée à  $\sim 5\%$  à partir du catalogue de Ritter & Kolb (2003). A cause de l’incomplétude des observations, ce résultat ne permet pas de prouver ou d’exclure un excès de polaires intermédiaires dans NGC 2808. Cependant, avec un échantillon plus complet, cette méthode pourrait permettre de quantifier plus précisément cette proportion.

<sup>1</sup><http://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphome/iphome.html>

### 4.6.5 Contraintes sur la présence de pulsars milliseconde

Certains amas globulaires possèdent un grand nombre de pulsars milliseconde, comme 47 du Toucan qui en compte  $\sim 25$ , détectés en radio (Lorimer *et al.* 2003) et en X (Heinke *et al.* 2005). La luminosité des pulsars les plus brillants, sauf cas exceptionnel, correspond à la limite de détection des observations XMM-Newton de NGC 2808, qui apportent donc peu de contraintes. Pour les observations Chandra, il est possible que certaines des sources les plus faibles soient des pulsars milliseconde (sources Chandra 4, 6, 8 et 9).

Par contre, les observations radio avec ATCA apportent quelques contraintes. La non-détection de sources radio au cœur de l'amas semble indiquer qu'il n'y a aucun pulsar radio brillant. Aucun des pulsars de 47 du Toucan est assez brillant pour être détecté dans cette observation. Cependant, le flux intégré d'une population de pulsars similaire à celle de 47 du Toucan aurait été détectée. Les lignes de bases de ATCA étaient en effet suffisamment courtes pour sonder efficacement le cœur de NGC 2808 et le rayon de cœur correspond à environ  $4 \times 4$  fois le faisceau de résolution angulaire de ATCA à 1,4 GHz. Le nombre de pulsars dans NGC 2808 pourrait donc être inférieur au nombre dans 47 du Toucan (23 pulsars radio, Camilo *et al.* 2000). Le nombre de pulsars dans un amas globulaire est assez bien corrélé avec le taux de collisions (voir §2.8.3). NGC 2808 a un taux de collisions proche de celui de 47 du Toucan. Une raison possible pour expliquer un déficit de pulsars serait la plus faible métallicité de NGC 2808. En effet, les amas métalliquement faibles semblent contenir moins de binaires X de faible masse (voir §1.1.3.7). Comme ces objets sont les probables géniteurs de pulsars milliseconde, le déficit pourrait être répercuté.

Des observations plus profondes en radio pourraient apporter des contraintes plus fortes sur la population de pulsars dans NGC 2808 car l'effet observé pourrait provenir du fait que les données concernant 47 du Toucan sont beaucoup plus profondes et précises (cet amas est aussi beaucoup plus proche).

### 4.6.6 Contraintes sur la présence d'un trou noir de masse intermédiaire

#### 4.6.6.1 Modèles et paramètres

NGC 2808 est un amas globulaire susceptible de contenir un trou noir de masse intermédiaire d'après certains auteurs (Miocchi 2007 ; Trenti *et al.* 2007, voir aussi §2.9). Les observations X et radio permettent d'estimer une masse limite pour un tel objet dans le cas d'une absence de détection.

Une émission X d'un trou noir de ce type pourrait provenir de l'accrétion de matière intra-amas et donc être estimée à partir d'un modèle, comme par exemple : un disque optiquement épais et géométriquement fin qui est particulièrement efficace (Shakura & Syunyaev 1973) ou un flot d'accrétion optiquement fin dominé par l'advection (ADAF, p.ex. Narayan & Yi 1995 ; Narayan *et al.* 1998), particulièrement inefficace. De plus, un tel objet est susceptible d'émettre des jets responsables d'une émission radio. En choisissant des paramètres de densité de matière intra-

amas ( $n_H$ ), d'efficacité de l'accrétion de Bondi (accrétion sphérique et symétrique, Bondi 1952), d'efficacité radiative de l'accrétion et de corrélation entre émission X et radio, la non-détection en X et en radio peut être interprétée comme une limite en masse du trou noir central.

La densité de matière présente dans NGC 2808 peut être estimée à partir de connaissances sur l'éjection de matière au cours de l'évolution des étoiles (voir §1.1.3.5). Pfahl & Rappaport (2001) ont montré que, si on ignore le potentiel gravitationnel des amas globulaires, la matière éjectée peut être traitée comme étant en expansion libre. La densité de matière  $n_H$  dans le corps est donc :

$$n_H = 1 \left( \frac{M_{amas}}{10^5 M_\odot} \right) \left( \frac{v_{vent}}{20 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-1} \left( \frac{r_c}{0,5 \text{ pc}} \right)^{-2} \text{ cm}^{-3} \quad (4.1)$$

avec  $M_{amas}$  la masse de l'amas globulaire,  $v_{vent}$  la vitesse d'éjection de la matière et  $r_c$  le rayon de cœur de l'amas. On peut donc supposer que la matière intra-amas a une densité de  $\sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$ , calculée avec les paramètres de NGC 2808. Une estimation plus conservatrice pourrait être de prendre la densité de matière dans un amas équivalent, comme 47 du Toucan ( $0,07 \text{ cm}^{-3}$ ), mais il semble que, dans cet amas, les vents de pulsars participent activement à l'expulsion de matière, ce qui n'est peut être pas le cas dans NGC 2808. Faulkner *et al.* (1991) présente la possible détection de  $200 M_\odot$  d'hydrogène neutre dans le cœur de NGC 2808. Si cette découverte est confirmée, la densité de matière intra-amas serait alors largement supérieure. Ceci semble improbable car, avec une telle densité, la densité de colonne en direction de l'amas serait 4 ordres de grandeur plus grande et même les étoiles à neutrons isolées accrêteraient de la matière et seraient détectables en X (Pfahl & Rappaport 2001).

L'estimation de l'efficacité de l'accrétion de Bondi peut être considérée à partir des observations d'un échantillon de noyaux actifs de galaxie peu lumineux (Pellegrini 2005). Ces observations impliquent un taux d'accrétion 10 à 30 fois plus faible que le taux d'accrétion de Bondi. Perna *et al.* (2003) ont montré que l'absence de détection en X d'étoiles à neutrons isolées implique que la fraction d'accrétion de Bondi est de  $10^{-2}$ – $10^{-3}$ . Dans ce travail, nous avons donc choisi  $3 \times 10^{-2}$  comme étant la valeur la plus probable et  $10^{-3}$  comme valeur plus restrictive.

L'efficacité radiative de l'accrétion et la relation entre émission X et radio ont été relativement bien établies ces dernières années. Merloni *et al.* (2003) ont étudié l'activité des trous noirs et en ont déduit la relation suivante :

$$L_{radio} = L_X^{0,6} M_{BH}^{0,8} \quad (4.2)$$

où  $L_{radio}$  et  $L_X$  sont les luminosités radio et X et  $M_{BH}$  la masse du trou noir. Cette relation nécessite une efficacité radiative très faible comme dans le cas d'un flot d'accrétion optiquement fin dominé par l'advection (p.ex. Narayan & Yi 1995 ; Narayan *et al.* 1998) car, dans l'état bas, la luminosité est de l'ordre de 2% de la luminosité d'Eddington (p.ex. Maccarone 2003). La relation entre luminosité X et taux d'accrétion semble donc être de la forme  $L_X \propto \dot{M}^2$  (Migliari & Fender 2006).

#### 4.6.6.2 Limite en masse à partir des données X et radio

Si un trou noir de masse intermédiaire de l'ordre de  $10^3$ – $10^4 M_\odot$  existe dans NGC 2808, il se trouverait au centre de masse de l'amas par ségrégation de masse.

Aucune émission ponctuelle n'est détectée en radio à la position du centre de masse de NGC 2808 (Figure 4.19). Un choix de paramètres conservatifs conduit à une limite en masse de  $\sim 2100 M_\odot$  et un choix plus réaliste à une limite de  $\sim 370 M_\odot$ .

Il n'y a aucune évidence pour une source X (XMM-Newton et Chandra) située à cette position (Figures 4.2 et 4.8). De la même manière que Ho *et al.* (2003), si on suppose un trou noir de  $1000 M_\odot$  qui accrète à un taux de Bondi plein et qui forme un disque optiquement épais et géométriquement fin (Shakura & Syunyaev 1973), je trouve une luminosité d'accrétion (voir §2.2) qui est 5 ordres de grandeur plus grand que la limite de détection des observations X. Cependant, le trou noir pourrait émettre de manière particulièrement inefficace comme dans les modèles à flot d'accrétion optiquement fin dominé par l'advection. De la même manière que Grindlay *et al.* (2001a) qui considère un modèle peu efficace, les limites de détection de XMM-Newton et Chandra conduisent respectivement à une limite supérieure de  $\sim 290 M_\odot$  et  $\sim 140 M_\odot$  pour un trou noir central dans NGC 2808.

### 4.6.7 Sources d'avant plan

#### 4.6.7.1 Sources Chandra avec contreparties infrarouges

Les sources Chandra 21, 24, 25, 31, 35, 39, 48, 51, 67 et 74 sont bien ajustées par un modèle de corps noir avec une température compatible avec une étoile de type M à B (voir §4.5.6). Ces sources sont donc, *a priori*, des étoiles. Il est possible que certaines soient en binaire mais les données ne permettent pas de l'affirmer. D'après leur luminosité X, il pourrait s'agir d'étoiles actives ou de binaires actives galactiques en avant plan, comme l'indique la distance estimée si ces étoiles sont de la séquence principale (voir §4.5.6 et Tableau 4.11).

#### 4.6.7.2 Source Chandra 31 : étoile A0V en avant plan

Cette source est alignée avec l'étoile HD 79548 de type A0V. Cette étoile a des magnitudes cataloguées de  $B = 10,42$  et  $V = 10,15$ . Une contrepartie ultraviolet brillante est détectée (la plus brillante du champ de vue du moniteur optique de XMM-Newton, voir §4.5.2) dont la magnitude de 10,95 est compatible avec HD 79548. Cette source est aussi détectée avec Spitzer (voir §4.5.6) et les flux dans l'infrarouge sont compatibles avec une étoile de type A0 (température  $\sim 10000$  K) à une distance d'environ 700 pc. En utilisant la magnitude  $V$  et la distance d'une étoile de type A0V connue (Véga,  $V = 0,03$  à 7,76 pc), j'ai pu estimer la distance de l'étoile HD 79548 à environ 800 pc, ce qui confirme le résultat précédent.

La luminosité X de la source Chandra 31, si elle est associée à cette étoile, est alors de  $L_{0,5-8keV} \sim 7,3 \pm 1,9 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ . Cette source est particulièrement molle (Figure 4.13). Elle

correspond aussi à la source XMM-Newton 17, qui était plus dure lors de l'observation XMM-Newton (voir Figure 4.13). Ces différentes caractéristiques sont compatibles avec l'émission observée pour différentes étoiles de type A qui émettent des rayons X (Schröder & Schmitt 2007). Cependant, la source de l'émission est vraisemblablement une étoile tardive compagnon, car les étoiles de type A sont *a priori* plutôt peu lumineuses en X (Schröder & Schmitt 2007).

Le spectre dans le visible obtenu au VLT (voir §4.5.4) est aussi en accord avec une étoile de type A0V. Le spectre est dominé par l'émission de l'étoile A0V, cependant une contribution d'une étoile tardive ne peut pas être exclue. Une telle contribution serait difficile à repérer car elle serait environ 100 fois moins lumineuse que l'étoile de type A. Aucune période n'est détectée, mais la période d'une telle binaire pourrait être plus longue que les trois jours d'observation et donc indétectable dans ces données.

#### 4.6.7.3 Source Chandra 113 : étoile ou binaire active

Cette source montre une éruption dans sa courbe de lumière en X (Figure 4.10). Le maximum atteint trois fois le flux moyen et l'échelle de temps de décroissance est de  $\sim 5$  ks. Ce genre d'éruption est typique d'une étoile active, comme cela a été observé par Briggs & Pye (2003) et Schmitt (1994). Cette source est plutôt molle, ce qui est en accord avec l'émission attendue en général pour une étoile à chromosphère active (Briggs & Pye 2003, voir aussi §2.7).

#### 4.6.7.4 Source Chandra 56

Cette source a un spectre X très mou (Figure 4.9). Elle montre une grande variabilité pendant la première observation Chandra et disparaît pratiquement pendant la deuxième observation Chandra (Figure 4.10), ce qui implique une variation en flux d'un facteur 100 en moins d'une journée (86 ks). La source paraît éteinte pendant au moins 3 h (11 ks). Pendant l'observation XMM-Newton, le flux de cette source était similaire au flux Chandra et la variabilité était possible, mais pas significative. Il semble que cette source présente un excès en infrarouge (§4.5.6).

Toutes ces propriétés semblent compatibles avec l'hypothèse d'une source galactique. La luminosité X serait alors inférieure à  $L_{0,5-8keV} \sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  (calculée pour la distance de NGC 2808). Cette luminosité est consistante avec l'émission d'une variable cataclysmique ou d'une binaire active (§2). Le spectre mou, l'excès d'émission infrarouge et l'absence de contrepartie ultraviolet pourraient plutôt indiquer une binaire active proche dans l'avant plan. Cependant, on ne peut pas exclure que cette source soit éventuellement extragalactique.

### 4.6.8 Sources d'arrière plan : noyaux actifs de galaxie

#### 4.6.8.1 Sources Chandra avec contreparties radio

Certaines sources radio détectées avec ATCA sont des contreparties de sources X (§4.5.5). La source Chandra 73 est la plus lumineuse du champ de vue, elle est dure et l'émission semble très



absorbée (Figure 4.9). Une variation de couleur est détectée par rapport à l'observation de la source XMM-Newton 5 qui lui correspond (Figure 4.13). Ces propriétés sont consistantes avec l'émission d'un noyau actif de galaxie, éventuellement une galaxie Seyfert 2, à cause de la forte absorption (Mainieri *et al.* 2007). Le fait que cet objet ait une contrepartie radio est en accord avec la nature extragalactique de cette source car l'émission radio pourrait provenir de jets émanant du trou noir central.

Les autres sources ayant des contreparties radio sont aussi dures et leur émission semble en partie absorbée. Les sources Chandra 50 et 89 et éventuellement Chandra 107 et XMM-Newton 8 (cette source est en dehors du champ de vue de Chandra) pourraient donc aussi être des noyaux actifs de galaxie (Mainieri *et al.* 2007).

#### 4.6.8.2 Sources Chandra avec contreparties infrarouges

Les 5 sources Chandra (36, 41, 53, 63 et 99) dont l'émission infrarouge n'est pas compatible avec l'émission d'un corps noir (attendue pour une étoile) et qui possède une contrepartie ultraviolet, semblent incompatibles avec l'hypothèse d'étoiles en avant plan. Il est possible que ces sources soient des galaxies en arrière plan dont le spectre infrarouge à ultraviolet est plus aplati qu'un corps noir (p.ex. da Cunha *et al.* 2008). Leur émission X serait alors dû à un noyau actif de galaxie.

D'autres sources avec une contrepartie dans l'infrarouge pourrait être dans le même cas (Chandra 28, 44, 54, 56, 62, 72, 73, 79, 81, 83 et 85), mais aucune contrepartie dans l'ultraviolet n'est détectée pour confirmer leur spectre global.

#### 4.6.8.3 Source Chandra 99

La source Chandra 99 a varié en luminosité entre les observations XMM-Newton (source 1) et Chandra. Elle était la plus lumineuse des observations XMM-Newton et avait déjà été détectée par ASCA (Ueda *et al.* 2001) avec un flux compatible ( $F_{0.7-7 \text{ keV}}^{\text{ASCA}} = 3.0 \pm 0.7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $F_{0.7-7 \text{ keV}}^{\text{XMM}} = 4.0 \pm 0.5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ). Le spectre de cette source est bien ajusté par un modèle proposé par Mainieri *et al.* (2007). La courbe de lumière présentée sur la Figure 4.5 est caractéristique des noyaux actifs de galaxie, avec de faibles fluctuations à court terme (p.ex. Gliozzi *et al.* 2004). Les contreparties infrarouge et ultraviolet détectées sont aussi compatibles avec une source d'arrière plan (voir §4.6.8.2).

## 4.7 Conclusions

J'ai présenté dans ce chapitre des observations X de l'amas globulaire NGC 2808 effectuées avec les observatoires XMM-Newton et Chandra. Ces observations ont été complétées avec des observations dans l'ultraviolet et dans le visible effectuées avec le Télescope Spatial Hubble (Dieball *et al.* 2005a ; Piotto *et al.* 2002) qui permettent de sonder le cœur de NGC 2808. De plus, des

spectres obtenus au VLT et des données d'archive du radio télescope ATCA et de l'observatoire spatial Spitzer ont été étudiées afin d'identifier certaines sources du champ de vue.

J'ai montré que les 16 sources X alignées avec le cœur de NGC 2808 et résolues par Chandra (parmi 113 dans le champ de vue) sont très probablement liées à l'amas globulaire, avec éventuellement une  $17^\circ$ , proche du rayon de demi-masse de l'amas. Une de ces sources (Chandra 1, XMM-Newton C2) est compatible avec l'émission X d'une binaire X de faible masse en quiescence. Cet objet est attendu du fait du fort taux de rencontre dans NGC 2808. Deux sources Chandra (7 et 14) ont des contreparties dans l'ultraviolet qui ont une émission compatible avec des variables cataclysmiques. La source Chandra 10 est probablement une variable cataclysmique, mais aucune contrepartie ultraviolet ne permet de confirmer sa nature. Une autre source variable du cœur (Chandra 16) est aussi un bon candidat variable cataclysmique, ainsi que deux autres sources variables (Chandra 3 et XMM-Newton C5) et ces sources pourraient avoir montré une éruption. Deux autres sources (Chandra 8 et 11) ont des contreparties dans le visible compatibles avec des variables cataclysmiques. J'obtiens donc au final 8 candidats variable cataclysmique. Les observations indiquent qu'il pourrait y en avoir jusqu'à 15 dans les observations Chandra. Certaines des sources parmi les moins lumineuses pourraient être des binaires actives ou des pulsars milliseconde. De plus,  $\sim 30$  variables cataclysmiques ont été détectées en ultraviolet avec le Télescope Spatial Hubble. Cette population élevée de binaires doit jouer un rôle important dans le ralentissement de l'effondrement dynamique du cœur de l'amas globulaire NGC 2808.

Il est possible qu'il y ait un déficit de sources X dans NGC 2808 par rapport à l'amas 47 du Toucan et par rapport au nombre de sources attendues par formation dynamique. Ce déficit pourrait indiquer un déficit réel de variables cataclysmiques et il serait éventuellement lié à la métallicité de l'amas NGC 2808 qui est plus faible que celle de 47 du Toucan et à son évolution complexe.

Trois candidats variables cataclysmiques montrent des variations d'un facteur 5 au moins sur des échelles de temps plus longues que 30 ks (Chandra 3 et 16 et XMM-Newton C5). Ces variations pourraient être associées à des éruptions de nova naine. Le taux obtenu (3 sur  $\sim 90$  ks), est faible et en accord avec le taux observé dans le visible pour d'autres amas globulaires, confirmant un déficit d'éruptions de nova naine dans les amas globulaires par rapport à la Galaxie.

La proportion estimée de polaires intermédiaires parmi les candidats variables cataclysmiques est en accord avec la proportion observée dans la Galaxie. Cependant les biais dans l'estimation, dus en particulier à l'incomplétude de l'échantillon de sources X détectées, ne permettent pas de conclure sur un excès ou un déficit de polaires intermédiaires dans cet amas globulaire par rapport à la Galaxie. L'absence de source X centrale et de source radio au cœur de NGC 2808 permet d'estimer une masse limite pour un éventuel trou noir de masse intermédiaire. Cette masse serait au maximum de quelques centaines de masses solaires.



## Chapitre 5

### Recherche de sources X faibles dans l'amas globulaire NGC 4372



**FIG. 5.1** – Image de NGC 4372 dans le visible. L'image est créée à partir d'observations avec les filtres R, V et B. (Daniel Verschate - Observatorio Antilhue - Chile)

Ce chapitre présente des travaux publiés dans l'article suivant (Annexe C) :

*XMM-Newton observations of the Galactic globular clusters NGC 2808 and NGC 4372*

Servillat M., Webb N.A., & Barret D., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 480, 397

## 5.1 NGC 4372

L'amas globulaire NGC 4372 est situé dans la constellation de la Mouche dans l'hémisphère Sud, non loin de la Croix du Sud et du disque de la Voie Lactée (Figure 5.1). Il s'agit d'un amas de taille modeste et peu dense, qui est métalliquement pauvre (Tableau A.1).

Kaluzny & Krzeminski (1993) ont trouvé 19 étoiles variables dont 9 sont des traînardes bleues et 8 sont de possibles binaires à éclipses en contact. Une neuvième binaire à éclipses présente une courbe de lumière compatible avec une variable cataclysmique de période 0,4 jours.

NGC 4372 a été observé par l'observatoire ROSAT et l'instrument HRI (*High Resolution Imager*). Un total de 19 sources ont été détectées dans le champ de vue (Johnston *et al.* 1996) dont 9 tombent dans le champ de vue des observations XMM-Newton présentées ici. Toutes ces sources sont situées à l'extérieur du rayon de demi-masse de l'amas et aucune ne correspond aux sources variables détectées par Kaluzny & Krzeminski (1993).

## 5.2 Observations avec XMM-Newton

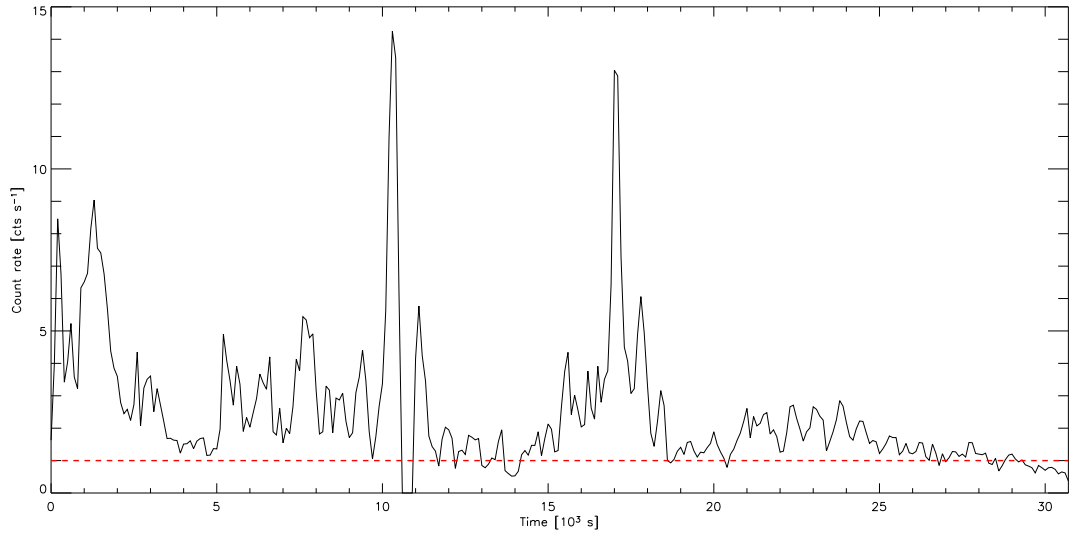
### 5.2.1 Présentation des données

NGC 4372 a été observé en mars 2005 avec les trois caméras EPIC (MOS1, MOS2 et PN, voir §3.2.2.1) de l'observatoire spatial XMM-Newton. L'observation a été effectuée en mode *image* avec un grand champ (*full frame window*) et le filtre intermédiaire, pendant une durée de 29,7 ks. Le CCD 6 du capteur MOS1 était hors service (cible d'un micro-météorite le 9 mars 2005) et les données PN ont été perdues pour des raisons techniques.

Les données ont été traitées avec le SAS v7.0 et les données d'étalonnage les plus récentes (voir §3.2.4). L'observation est fortement affectée par l'émission de protons solaires comme on peut le remarquer à la Figure 5.2. J'ai obtenu après traitement des listes d'événements dans la bande d'énergie 0,5–10 keV couvrant des périodes de 15,7 et 17,2 ks pour les caméras MOS1 et MOS2 respectivement. Cependant ces données sont perturbées en continue et un fort bruit de fond est observé pour des énergies  $> 2$  keV, même après traitement.

### 5.2.2 Détection de sources

La détection de sources a été faite de la même manière qu'au §4.2.2. En particulier, j'ai calculé les facteurs de conversion de taux de comptage en flux spécifiquement pour cette observation.



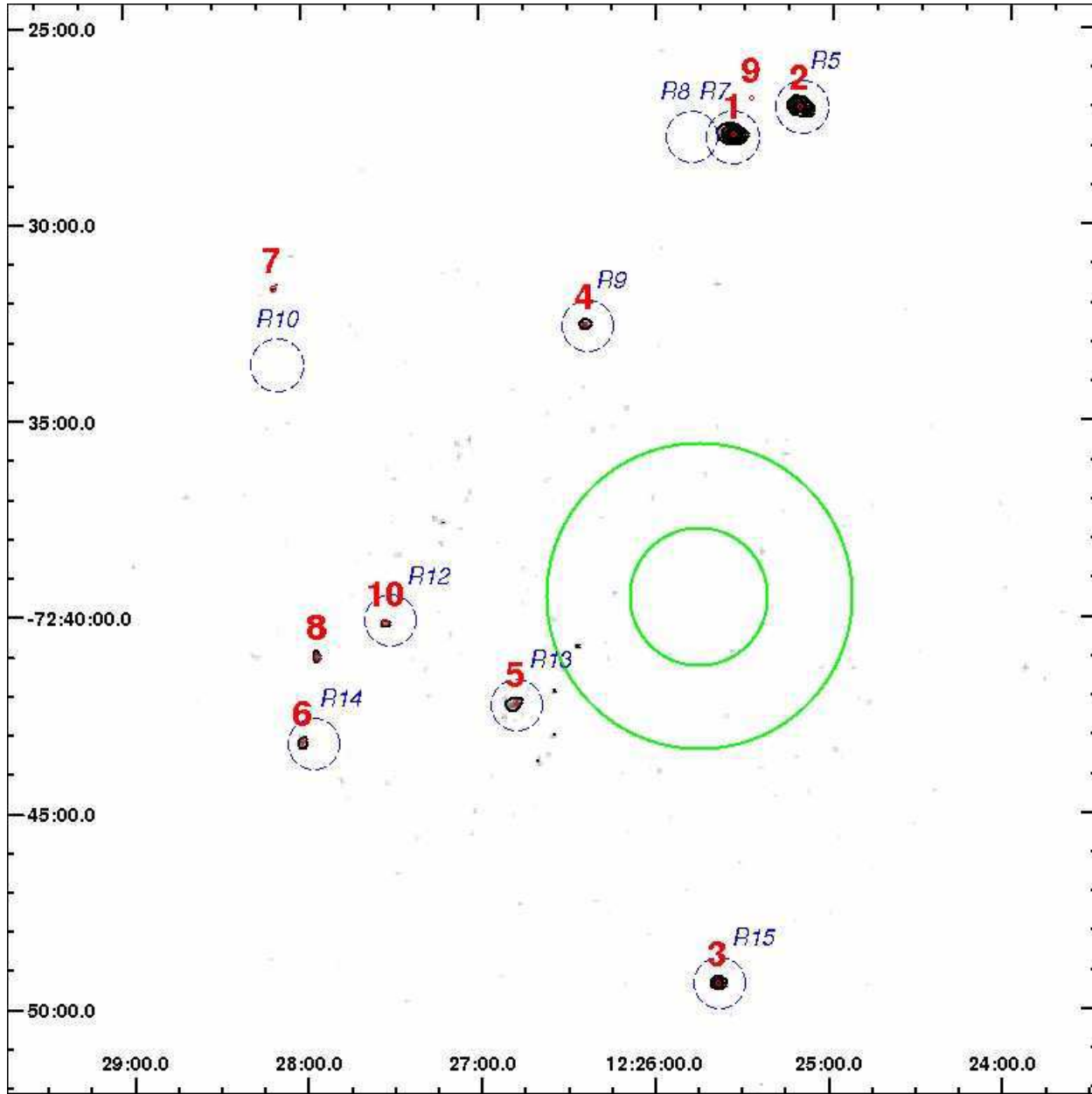
**FIG. 5.2** – Courbe de lumière des évènements d'énergie  $> 10$  keV au cours de l'observation XMM-Newton de NGC 4372. La ligne en pointillés représente le niveau de bruit nominal de l'instrument (XMM-Newton SOC Team 2007).

Dans le champ de vue, 10 sources sont détectées. Parmi ces sources, 3 sont détectées seulement par le capteur MOS2, dans la région du CCD 6 du MOS1. Aucune de ces sources n'est située à l'intérieur du rayon de demi-masse de NGC 4372. Une carte des sources est présentée à la Figure 5.3. La liste des sources est disponible dans le tableau final de l'Annexe C.

Le fort bruit de fond ne permet pas d'estimer précisément la limite de détection en flux pour cette observation. Cependant, à partir de la source la plus faible détectée, cette limite semble être environ  $F_{0,5-10 \text{ keV}} = 3 \pm 1 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , ce qui correspond, pour une source qui serait située dans l'amas, à une luminosité limite de  $L_{0,5-10 \text{ keV}} \sim 1 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ . A partir de ce flux, je peux utiliser la relation  $\log(N)-\log(S)$  de Hasinger *et al.* (2005), où  $N$  est le nombre de sources extragalactiques attendues avec un flux supérieur à  $S$ . Ceci conduit à une estimation de  $15 \pm 4$  sources d'arrière-plan dans l'observation de NGC 4372.

### 5.2.3 Variabilité et spectres des sources

Pour chacune des sources, les flux et les couleurs ont été estimés avec les mêmes méthodes que pour l'amas NGC 2808, décrites au §4.2.5. Ces valeurs sont reportées dans le tableau final de l'Annexe C. Afin de pouvoir comparer les couleurs des sources avec les résultats de l'observation avec ROSAT (Johnston *et al.* 1996), les taux de comptage XMM-Newton ont été extraits dans les bandes ROSAT correspondantes : 0,5–0,9 et 0,9–2,0 keV. Avec WebPIMMS, j'ai converti un flux donné en un taux de comptage pour XMM-Newton et pour ROSAT dans ces bandes d'énergie pour estimer la différence de sensibilité des deux instruments. Les taux de comptage ROSAT doivent être corrigés par les facteurs suivants :  $C_{0,5-0,9} = 3,78$  et  $C_{0,9-2} = 4,67$ . Le diagramme flux-couleur est représenté à la Figure 5.4. On constate une bonne corrélation entre les deux distributions dans ce diagramme. La luminosité pour une source à la distance de NGC 4372 peut être obtenue en

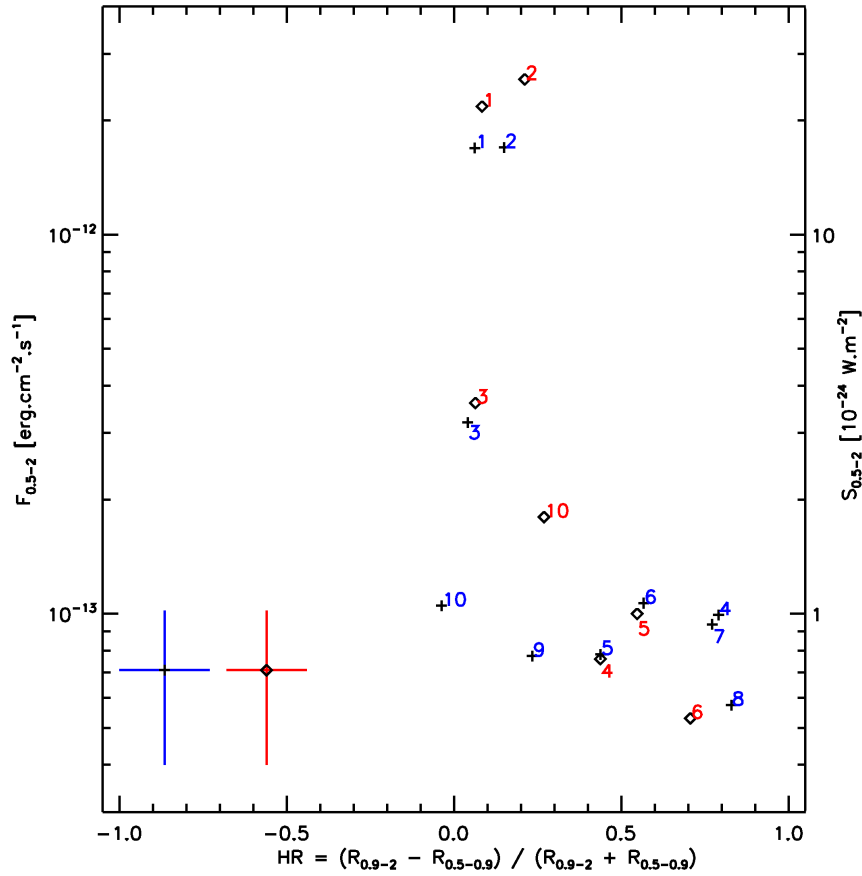


**FIG. 5.3** – Carte des sources XMM-Newton en direction de NGC 4372. Les deux cercles concentriques sont centrés sur l’amas globulaire et représentent les rayons de cœur et de demi-masse. Les sources sont représentées par leur cercle d’erreur à 90% et les contours à 3, 5 et 10 $\sigma$ . Les petits cercles sont les sources XMM-Newton et les plus grands cercles en pointillés sont les sources ROSAT avec leur cercle d’erreur (Johnston *et al.* 1996).

multipliant le flux par  $4 \times 10^{45} \text{ cm}^2$ .

Les deux sources les plus brillantes ont suffisamment de coups pour pouvoir ajuster leur spectre avec des modèles d’émission. Le Tableau 5.1 donne le résultat des ajustements pour ces deux sources et les spectres sont présentés à la Figure 5.5. Le fait que le bruit de fond soit particulièrement élevé au delà de 2 keV se traduit par de grandes barres d’erreurs dans les spectres.





**FIG. 5.4** – Diagramme flux–couleur des sources en direction de NGC 4372 détectées par XMM-Newton (croix, unités sur l’axe de gauche) et ROSAT (diamants, unités sur l’axe de droite).  $R$  est le taux de comptage dans une bande d’énergie donnée en keV. Les barres d’erreur typiques sont indiquées en bas à gauche du diagramme.

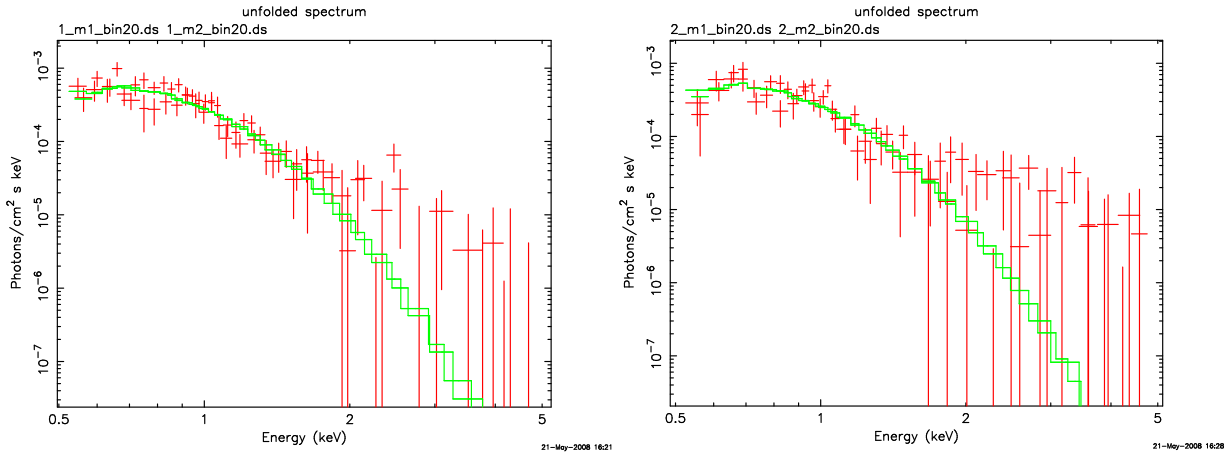
**TAB. 5.1** – Meilleurs ajustements de modèles pour les spectres des sources en direction de NGC 4372. Les modèles utilisés sont la loi de puissance (PO), l’émission bremsstrahlung (BR) et le corps noir (BB). L’absorption  $N_H \text{ gal}$  [ $\times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ] est fixée à la valeur en direction de l’amas. Les paramètres indiqués sont l’indice de la loi de puissance  $\Gamma$  et la température  $kT$  [keV] des modèles BR ou BB. Le  $\chi^2$  donne la qualité de l’ajustement. Le nombre de degrés de liberté est aussi indiqué ( $dof$ ).

Src XMM	Flux	$N_H \text{ gal}$	Modèle	$\Gamma$	$kT$	$\chi^2$	$dof$
1	$148 \pm 10$	2,8	PO	$4,5 \pm 0,3$	–	70,5	66
		2,8	BR	–	$0,31 \pm 0,03$	72,6	66
		2,8	BB	–	$0,15 \pm 0,01$	83,3	66
2	$147 \pm 10$	2,8	PO	$4,5 \pm 0,3$	–	76,0	64
		2,8	BR	–	$0,30 \pm 0,04$	73,5	64
		2,8	BB	–	$0,15 \pm 0,01$	77,1	64

#### 5.2.4 Recherche de contreparties dans l’ultraviolet

En parallèle avec les observations X, le Moniteur Optique de XMM-Newton (voir §3.2.2.3) a enregistré trois expositions de 4 000 s de l’amas globulaire NGC 4372 avec le filtre UVM2. Pour





**FIG. 5.5** – Spectres des sources XMM-Newton 1 (gauche) et 2 (droite) en direction de NGC 4372. Les spectres sont ajustés par un modèle d'émission bremsstrahlung.

ce filtre, la largeur à mi-hauteur de la fonction d'étalement du point est  $1,8''$  et le champ de vue est d'environ  $16' \times 16'$  (XMM-Newton SOC Team 2007).

J'ai traité les données avec la procédure *omichain* du SAS de la même manière qu'au §4.5.2. La détection a conduit à 272 sources dans le champ de vue, pour une magnitude limite de 19,6. Une étoile lumineuse de type A0 dans le champ de vue dégrade la qualité de l'image et est responsable de la détection de 10 fausses sources. Trois sources X tombent dans la région observée par le Moniteur Optique et aucune ne correspond à une source dans l'ultraviolet.

### 5.2.5 Comparaison avec les sources ROSAT

Johnston *et al.* (1996) ont trouvé 9 sources avec ROSAT dans la région couverte par les observations XMM-Newton (Figure 5.1). Deux de ces sources ne sont pas détectées avec XMM-Newton (R8 et R10) et je détecte trois sources supplémentaires (sources XMM-Newton 7, 8 et 9). Trois sources très proches et presque confondues dans l'image ROSAT (R5, R7 et R8) sont clairement résolues en deux sources avec XMM-Newton (1 et 2) et une source faible et diffuse (9).

D'après le taux de comptage de la source ROSAT la plus faible, la limite de détection de l'observation ROSAT était environ  $F_{0,5-10 \text{ keV}} = 5 \pm 2 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (obtenue avec WebPIMMS). On s'attendrait donc à détecter toutes les sources ROSAT dans l'image XMM-Newton. On peut noter que malgré la plus grande sensibilité de XMM-Newton, les flux minimum détectés sont similaires. Cela est dû au fait que de nombreuses périodes trop bruitées ont été coupées dans les observations XMM-Newton et, de plus, les données de l'instrument PN sont absentes. Cependant la résolution angulaire est supérieure et les sources sont nettement résolues.

## 5.3 Discussion

### 5.3.1 Sources attendues dans l'amas

D'après le faible taux de rencontre au cœur de l'amas globulaire NGC 4372, peu de sources sont attendues. Le nombre de binaires X en quiescence attendu est nul (estimé à partir de Gendre *et al.* 2003a) et le nombre de variables cataclysmiques attendues ayant une luminosité supérieure à  $L_{0,5-10 \text{ keV}} = 4,2 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  est inférieur à 1 (estimé à partir de Pooley & Hut 2006).

Une binaire X en quiescence ayant une luminosité similaire à la plus faible des 21 binaires X en quiescence rapportées par Heinke *et al.* (2003b) aurait été détectée dans notre observation. Cependant, ce type d'objet pourrait être exceptionnellement moins lumineux (voir §2.5.2). L'absence de détection semble donc être en accord avec le fait qu'aucune source de ce type est attendue dans NGC 4372. De plus, si des variables cataclysmiques sont présentes dans NGC 4372, elles doivent avoir une luminosité inférieure à la luminosité limite de l'observation XMM-Newton.

### 5.3.2 Sources particulières dans le champ de vue

Comme les 10 sources détectées sont en dehors du rayon de demi-masse de NGC 4372, elles sont susceptibles d'être des sources d'arrière plan (noyaux actifs de galaxie), d'autant plus que le nombre attendu de ces sources est  $15 \pm 4$ . Certaines pourraient éventuellement être des sources d'avant plan, mais aucune contrepartie n'a été détectée afin de préciser leur nature.

Les paramètres des sources XMM-Newton 1 et 2 sont semblables et elles sont particulièrement molles. Cependant les données sont très dégradées pour les énergies supérieures à 2 keV et il est possible que leur spectre soit plus dur. Les sources sont situées à environ  $12'$  du centre de l'amas et sont espacées de  $2'$ . Il est improbable qu'elles soient liées à l'amas NGC 4372 et, de plus, leur luminosité serait alors de  $L_{0,5-10 \text{ keV}} = 7 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  ce qui est grand pour une source X faible d'un amas globulaire. Ces sources sont probablement des noyaux actifs de galaxie.

La source XMM-Newton 4 paraît plus dure que la source R13 détectée précédemment avec ROSAT. En supposant une absorption constante, l'indice de loi de puissance de la source était de  $\sim 2$  pour ROSAT et environ 0,5 avec XMM-Newton. En supposant le même indice de loi de puissance, l'absorption aurait doublé. Ce genre de variation est possible pour de nombreux types de sources, mais il est plus probable que cette source soit un noyau actif de galaxie.

Les sources XMM-Newton 7 et 8 et ROSAT R10 ont varié entre les deux observations. Comme elles n'étaient pas détectées par ROSAT, les flux des sources 7 et 8 ont augmenté d'un facteur au moins 12 et 4, respectivement. La source R10 n'est pas détectée dans les données XMM-Newton, ce qui implique une variation en flux d'un facteur 2. Ce genre de fluctuation est possible pour des noyaux actifs de galaxie, en particulier.

## 5.4 Conclusions

J'ai présenté dans ce chapitre une observation XMM-Newton de l'amas globulaire NGC 4372. Aucune source n'est détectée à l'intérieur du rayon de demi-masse de l'amas (parmi les 10 sources du champ de vue). Ce résultat est compatible avec le nombre de sources attendues par formation dynamique au cœur de NGC 4372 (aucune binaire X de faible masse en quiescence et aucune variable cataclysmique plus lumineuse que la limite de détection).

## Chapitre 6

### Contreparties des sources XMM-Newton dans l'amas globulaire M 22



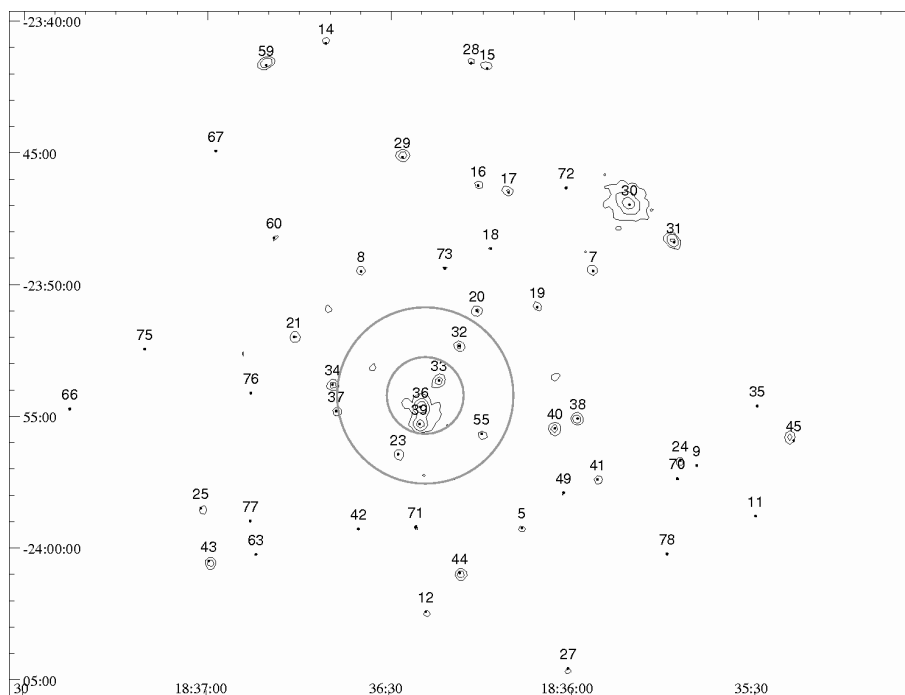
**FIG. 6.1** – Image de M 22 dans le visible. L'image est créée à partir d'observations avec les filtres R, V et B. (N.A. Sharp, REU program, AURA, NOAO, NSF)

Ce chapitre présente des travaux qui seront l'objet de prochaines publications, ainsi que quelques travaux préliminaires.

## 6.1 M 22

L'amas globulaire M 22 est situé dans la constellation du Sagittaire, dans la direction du Centre Galactique. Par sa magnitude apparente, M 22 est le troisième amas globulaire le plus brillant du ciel, après Oméga du Centaure et 47 du Toucan (voir Tableau A.1). Il est cependant plus proche du Soleil (3,2 kpc) ; sa luminosité absolue est donc plus faible et il est moins massif que ces amas (Tableau A.1). Du fait de sa proximité et de la concentration moyenne de l'amas, le cœur de M 22 peut être résolu plus facilement.

M 22 a été la cible d'observations X avec les observatoires Einstein, ROSAT et XMM-Newton. Quatre sources ont été détectées avec Einstein dans la direction de M 22 (Hertz & Grindlay 1983). Avec l'instrument PSPC de ROSAT, 8 sources sont détectées (Johnston *et al.* 1994) dont deux correspondent à des sources Einstein. La source détectée en direction du cœur de M 22 (source ROSAT 4, Einstein B) semble associée à l'amas. Cette source montre une certaine variabilité entre les différentes observations ROSAT (facteur 3, Johnston *et al.* 1994). L'observation avec XMM-Newton a conduit à la détection de 50 sources en direction de l'amas, dont  $5 \pm 3$  sont statistiquement liées à l'amas (Webb *et al.* 2002a, 2004). La source centrale ROSAT 4 est résolue en deux sources, XMM-Newton 36 et 39. La Figure 6.2 présente la carte des sources XMM-Newton de M 22.



**FIG. 6.2** – Carte de contours de l'observation XMM-Newton de M 22. Les cercles représentent le rayon de cœur et le rayon de demi-masse. Les contours sont tracés pour 5, 7 et 14 $\sigma$ . (Webb *et al.* 2004)

Quelques dizaines d'étoiles variables ont été détectées dans le visible dans M 22. Principalement des étoiles RR Lyrae (p.ex. Clement *et al.* 2001), mais aussi des binaires à éclipse (Kaluzny & Thompson 2001) et une possible binaire compacte ayant une période de quelques heures (Pietrukowicz & Kaluzny 2003). Ces étoiles variables ne se trouvent pas dans les cercles d'erreur des sources XMM-Newton (Webb *et al.* 2004), leur nature n'a donc pas pu être déterminée.

Anderson *et al.* (2003) ont détecté une étoile variable au cœur de M 22 située dans le cercle d'erreur de la source XMM-Newton 36 et dont les propriétés sont compatibles avec une variable cataclysmique qu'ils ont nommée CV1 ( $18^h 36^m 24,7^s$  ;  $-23^\circ 54' 35,8''$  ; J2000). Plusieurs éruptions ont été détectées pour cet objet, probablement des éruptions de nova naine (Anderson *et al.* 2003 ; Bond *et al.* 2005) et peut-être une super-éruption de nova naine de type SU UMa (voir discussion dans Webb *et al.* 2004). Une autre source présente des éruptions de ce type (CV2,  $18^h 36^m 02,72^s$  ;  $-23^\circ 55' 24,6''$  ; J2000, Pietrukowicz *et al.* 2005). CV2 est de plus compatible avec la position de la source XMM-Newton 40 qui est située à 1,5 fois le rayon de demi-masse de M 22. Cette source est donc un candidat variable cataclysmique primordiale.

M 22 a aussi été observé en radio par le GBT (*Green Bank Telescope*) et deux pulsars milliseconde ont été détectés (page web de P. Freire<sup>1</sup>). Cette découverte n'est pas encore publiée et aucune coordonnée précise n'est disponible.

## 6.2 Spectres VIMOS de contreparties de sources XMM-Newton

### 6.2.1 Contreparties des sources XMM-Newton

Webb *et al.* (2004) proposent 13 contreparties dans le visible pour 11 sources XMM-Newton à partir d'observations avec le Télescope Anglo-Australien dans les bandes U, B et V. Ces contreparties ont été sélectionnées par leur couleur qui est plus bleue que celle des étoiles de la séquence principale (plus chaudes), comme cela est attendu pour les variables cataclysmiques en particulier (voir §2.6.3). De plus, la contrepartie probable de la source XMM-Newton 36 est CV1. Ces contreparties sont listées avec leur magnitude U et leur couleur U–V dans le Tableau 6.1. La source CV2 (Pietrukowicz *et al.* 2005) n'était pas connue et elle ne fait donc pas partie de cette liste.

### 6.2.2 Observations et données

Les 14 contreparties possibles dans le visible ont été observées avec l'instrument VIMOS du VLT (voir §3.5.2.1). Les pré-images ont été acquises le 14 avril 2004 (pointage 1 :  $18^h 35^m 58,2^s$ ,  $-23^\circ 57' 39,9''$ , J2000) et le 16 mai 2004 (pointage 2 :  $18^h 36^m 34,0^s$ ,  $-23^\circ 57' 39,9''$ , J2000), avec un filtre U pour 120 et 60 s respectivement (Figure 6.3a). Les 14 contreparties sont détectées dans ces images. Des masques ont été créés pour chacun des quatre cadrants de VIMOS et pour les deux

<sup>1</sup><http://www2.naic.edu/pfreire/GCpsr.html>

**TAB. 6.1** – Contreparties possibles dans le visible des sources XMM-Newton en direction de M 22. Les coordonnées (Ascension droite et Déclinaison en J2000) indiquées et les numéros de sources sont ceux de Webb *et al.* (2004). Les magnitudes U et la couleur U–V sont indiquées, sauf pour la source 36 qui a été observée séparément, avec le filtre F606W du Télescope Spatial Hubble.

Src VIMOS	A.D. <i>h m s</i>	Dec. <i>° ' "</i>	U	U–V
5	18 36 08,1	–23 59 20,3	$20,68 \pm 0,05$	$0,41 \pm 0,06$
20	18 36 15,6	–23 51 02,4	$17,53 \pm 0,02$	$-0,19 \pm 0,03$
21	18 36 45,4	–23 51 58,4	$21,15 \pm 0,05$	$-0,07 \pm 0,08$
23	18 36 28,9	–23 56 25,9	$20,27 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,07$
32	18 36 19,0	–23 52 18,0	$19,86 \pm 0,03$	$0,49 \pm 0,05$
35	18 35 30,2	–23 54 33,0	$21,55 \pm 0,06$	$0,70 \pm 0,07$
36 (CV1)	18 36 24,7	–23 54 35,8	18.77 ( $V_{606}$ )	
37 <sub>1</sub>	18 36 38,7	–23 54 42,5	$19,34 \pm 0,03$	$0,52 \pm 0,05$
37 <sub>2</sub>	18 36 38,3	–23 54 49,3	$20,01 \pm 0,03$	$0,59 \pm 0,05$
39 <sub>1</sub>	18 36 25,4	–23 55 20,8	$18,94 \pm 0,05$	$0,38 \pm 0,08$
39 <sub>2</sub>	18 36 25,5	–23 55 13,7	$19,06 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,08$
44	18 36 18,5	–24 00 54,9	$20,68 \pm 0,04$	$0,64 \pm 0,06$
55	18 36 14,6	–23 55 35,2	$19,92 \pm 0,04$	$0,42 \pm 0,07$
78	18 35 44,5	–24 00 10,7	$20,48 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,07$

pointages. Chaque masque contient une vingtaine de fentes par cadran de 1'' (4,88 pixels) d'épaisseur et de 14'' (68 pixels) de long, qui ont été positionnées sur les sources dont on souhaite obtenir un spectre (les 14 contreparties ainsi que d'autres sources choisies aléatoirement, Figure 6.3b).

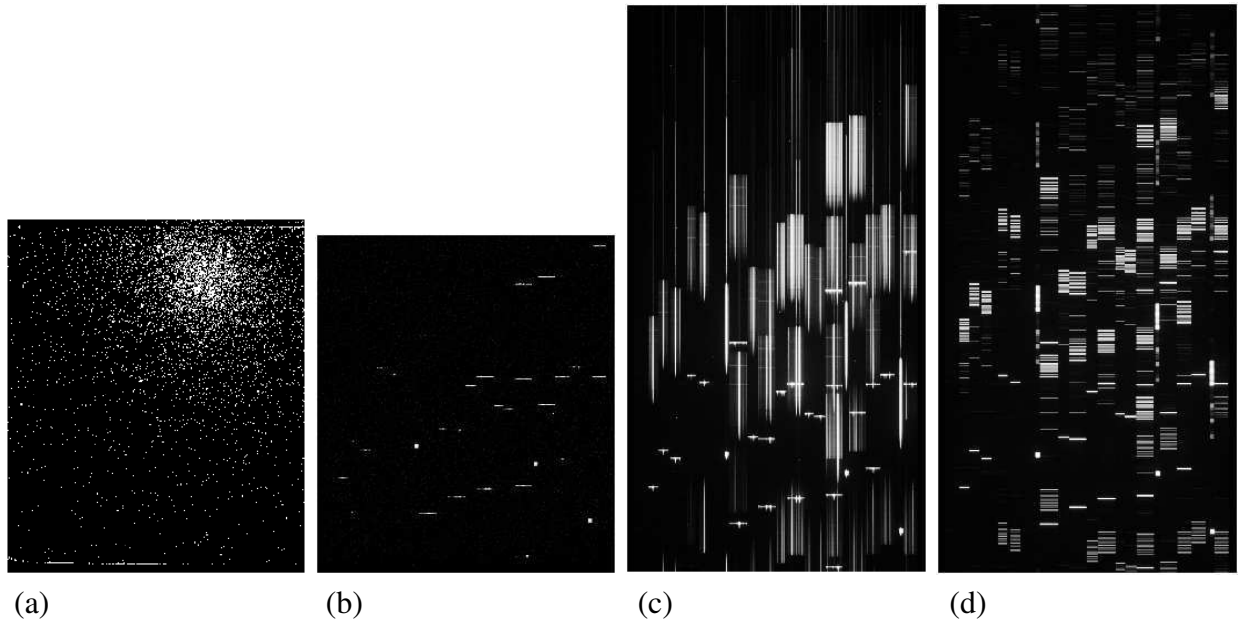
Les données spectroscopiques ont été acquises en mode MOS (spectroscopie multi-objets) avec les prismes de Carpenter *LR\_Red* (rouge, 5500–9500 Å) et *LR\_Blue* (bleu, 3700–6700 Å) et les filtres *OS\_red* et *OS\_blue* respectivement (voir exemple à la Figure 6.3c). Les spectres rouges et bleus obtenus ont une résolution basse de 210 et 180 et une dispersion de 7,1 Å/pixel et 5,3 Å/pixel respectivement. Les acquisitions ont été effectuées en trois nuits pour les deux différents pointages, comme cela est indiqué dans le Tableau 6.2. Le *seeing* était en général en dessous de 0,8'', sauf la dernière nuit où il excède 1''.

Des observations en plage de lumière uniforme permettent de corriger les variations de pixel à pixel du CCD. Des observations avec une lampe à raies d'émission hélium-argon ont été effectuées pour l'étalonnage des données en longueur d'onde (Figure 6.3d). Les sources standard LTT 1020, NGC 7293 et Feige 110 ont été observées afin de permettre l'étalonnage en flux.

**TAB. 6.2** – Résumé des acquisitions VIMOS au VLT

Série	Date	Prisme	Pointage	nombre d'acquisitions (temps de pose)
1	9 juin 2004	rouge	1	1 (650 s), 1 (350 s), 4 (150 s), 1 (30 s)
2	22 juin 2004	bleu	1	4 (650 s)
3	22 juin 2004	bleu	2	4 (650 s)
4	9 juillet 2004	rouge	2	4 (650 s)





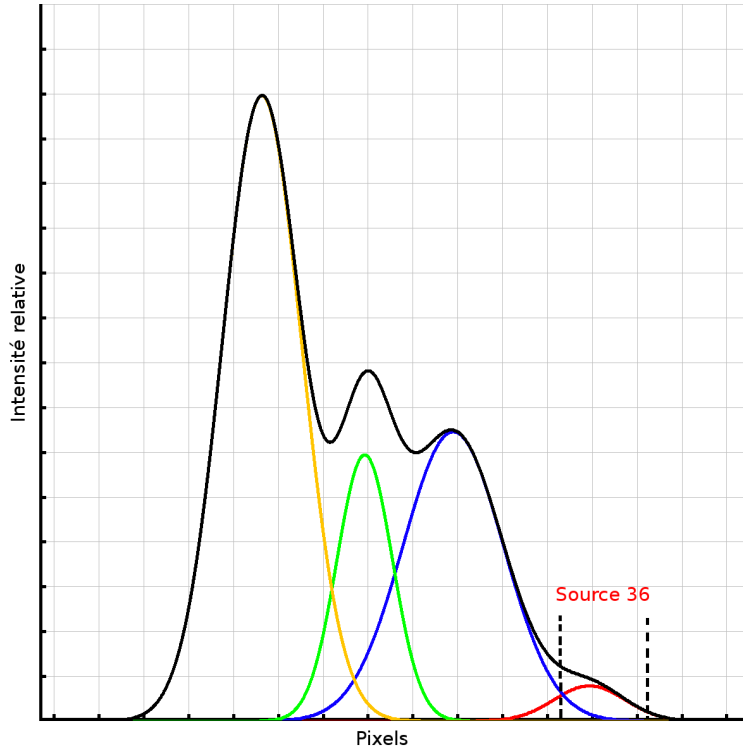
**FIG. 6.3** – Images obtenues avec un cadran de VIMOS au VLT. (a) pré-image du champ de vue d'un cadran (le cœur de l'amas globulaire est bien visible en haut à droite), (b) image avec le masque contenant les fentes, (c) image avec prisme où l'on voit les différents spectres, (d) image avec une lampe à raies d'émission pour l'étalonnage en longueur d'onde.

### 6.2.3 Traitement et étalonnage des données

Le traitement des données a été effectué avec le programme VIPGI (voir §3.5.3). Pour chacun des quatre cadrants et pour chaque série d'observation, j'ai d'abord préparé les données d'étalonnage : images moyennées des biais (bruit de lecture) et des plages de lumière uniforme. J'ai ensuite estimé la distribution en longueur d'onde des spectres à partir des acquisitions avec la lampe à raies d'émission. J'ai soustrait le biais des images brutes, que j'ai ensuite divisées par la plage de lumière uniforme normalisée. Cette étape ne permet cependant pas de corriger les franges qui affectent les spectres rouges pour des longueurs d'onde supérieures à 7 500 Å. La soustraction des noirs, correspondant au bruit thermique du capteur, n'apporte pas d'amélioration et n'a donc pas été effectuée. Tous les spectres correspondant aux différentes fentes sont ensuite alignés en longueur d'onde en corrigeant les différentes distorsions. Cette image contenant tous les spectres alignés en longueur d'onde est le produit principal pour la suite du traitement. VIPGI permet de plus de vérifier l'étalonnage en longueur d'onde à partir des raies du ciel. La précision observée pour ces raies est de l'ordre de 1 Å.

Le traitement avec VIPGI permet aussi de soustraire les raies du ciel, puis de séparer les différents spectres et de les extraire un par un par une méthode d'extraction optimale (Horne 1986). Cependant, le nombre de sources dans chaque fente est trop important à cause de la densité d'étoiles dans M 22 et il est nécessaire d'effectuer cette partie du traitement manuellement. Comme on peut le voir à la Figure 6.4, les contributions des sources sont superposées et il est difficile de repérer certaines sources, comme la source 36 (CV1) en plein cœur de M 22.





**FIG. 6.4** – Profil de l’intensité lumineuse dans la fente VIMOS de la source 36 (CV1). La région autour de la source 36 est représentée, en pixels le long de la fente et en intensité lumineuse des spectres projetés sur le capteur. Le profil de luminosité est ajusté par 4 gaussiennes superposées. La contribution de la source 36 (CV1) est indiquée en rouge et la zone d’extraction choisie par des lignes en pointillés.

J’ai donc utilisé IDL (voir §3.2.6) pour ces étapes. Pour chaque fente, j’ai estimé la contribution du ciel en vue de la soustraire. Un spectre est caractérisé par sa série d’observation, un des 4 cadrants de VIMOS, le numéro de la fente et la position dans la fente de l’objet dont on souhaite extraire le spectre. J’ai créé une procédure IDL qui, à partir de ces informations, localise le spectre et effectue une extraction optimale du spectre en utilisant le paquet `optspecextr`<sup>2</sup> qui permet d’effectuer une extraction de manière optimale (Horne 1986).

Les spectres d’étoiles standards extraits avec cette procédure permettent d’estimer et d’enregistrer la réponse du capteur pour les différentes séries d’observations et les différents cadrants. Ces réponses enregistrées peuvent ensuite être appliquées par la procédure à n’importe quel spectre extrait, afin d’obtenir un spectre étalonné en flux. Enfin, le rougissement des spectres est corrigé avec la procédure `fm_unred` de l’Astrolib pour IDL (voir §3.2.6) en utilisant la valeur de rougissement estimée pour M 22 ( $E_{B-V} = 0,38 \pm 0,02$ , Monaco *et al.* 2004).

**TAB. 6.3** – Spectres des contreparties possibles dans le visible des sources X en direction de M 22.

Src VIMOS	Nb spectres	
	rouges	bleus
5	7	4
20	7	8
21	7	–
23	7	4
32	11	8
35	–	4
36	7	4
37 <sub>1</sub>	–	–
37 <sub>2</sub>	–	–
39 <sub>1</sub>	–	4
39 <sub>2</sub>	7	8
44	7	4
55	7	4
78	–	–

### 6.2.4 Spectres des contreparties possibles des sources X

J’ai localisé les contreparties possibles dans le visible des sources X (série, cadran, fente et position dans la fente) pour en extraire les différents spectres bleus et rouges acquis dans la série. Le tableau 6.3 indique le nombre de spectres extraits pour les différentes sources visées. Certains spectres n’ont pas pu être extraits car les fentes sont parfois mal alignées à cause de problèmes techniques lors de l’insertion des masques (séries 3 et 4 en particulier). Les raies telluriques indiquées correspondent à des raies dues à l’atmosphère.

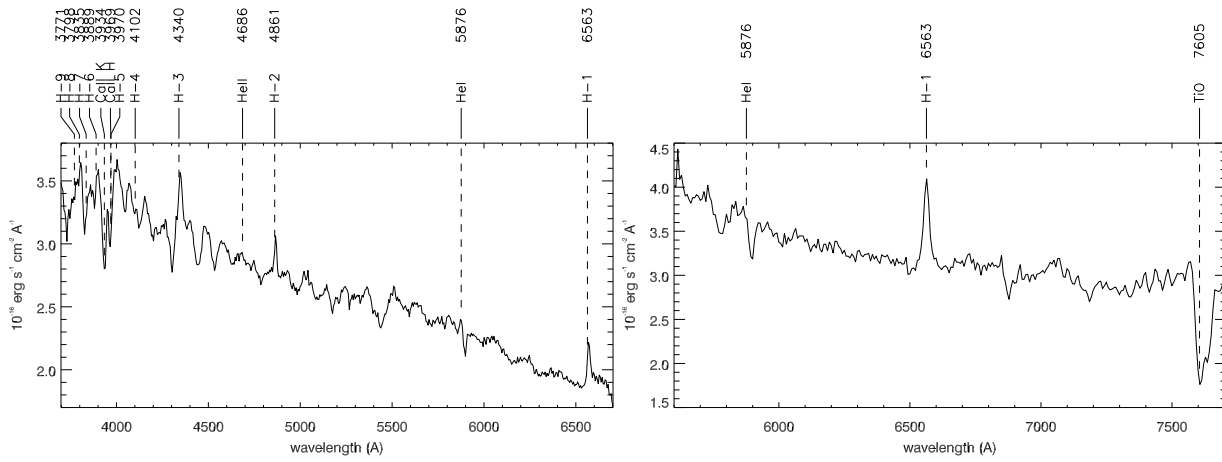
Les spectres moyens bleu et rouge de CV1 sont présentés à la Figure 6.5. Il présentent des raies de la série de Balmer en émission. Le spectre rouge moyen de la source 21 est présenté à la figure 6.6. Une raie non identifiée est détectée vers 7 800 Å, malgré la perturbation due aux franges.

### 6.2.5 Analyse des spectres de CV1

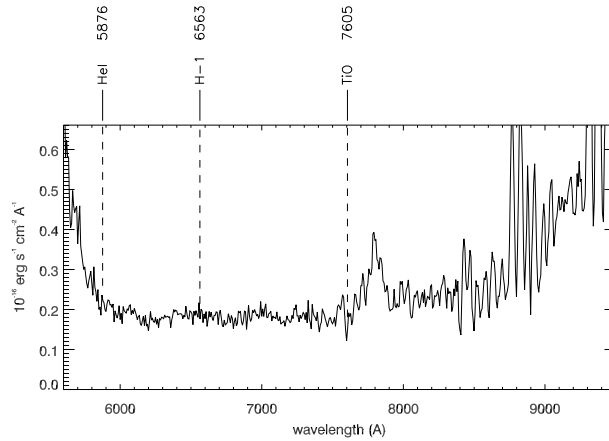
Les profils des raies H $\alpha$  et H $\beta$  pour les différentes acquisitions de spectres sont présentés sur la Figure 6.7. Elles présentent une forme en double pics et varient au cours du temps.

Pour chaque spectre séparément, nous avons soustrait le continu et effectué une corrélation croisée des spectres autour de H $\alpha$  afin de détecter les éventuels mouvements périodiques de la binaire. L’ajustement a été effectué en supposant qu’il s’agissait de mouvements orbitaux de la binaire, avec une orbite circulaire. Il semble qu’il y ait un décalage dans l’étalonnage en longueur d’onde entre les spectres rouges et bleus. La précision de l’ordre de 1 Å se traduit ici par une variation de 666 km s<sup>-1</sup>. En ajustant séparément les spectres rouges et bleus, nous trouvons une amplitude similaire (115 km s<sup>-1</sup>), une période similaire (0,0506 jours ou 1,21 h) et un décalage de

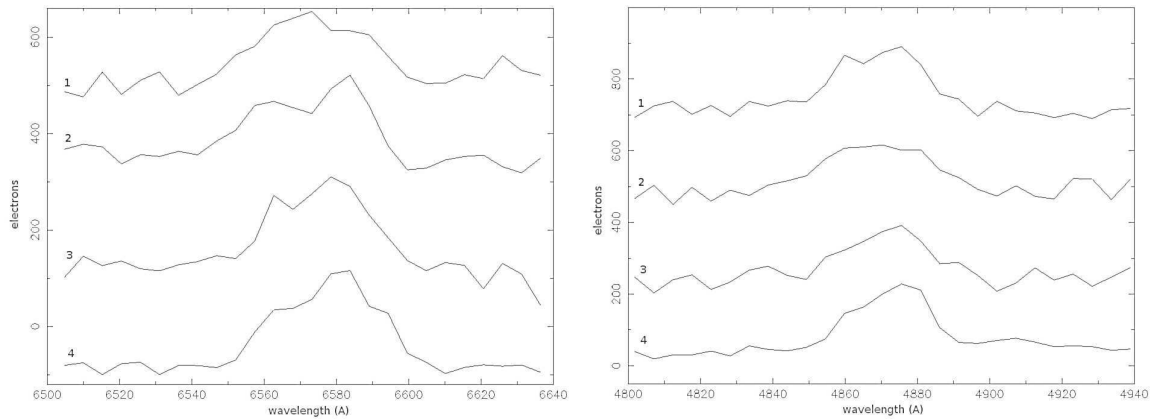
<sup>2</sup><http://physics.ucf.edu/jh/ast/software/optspecextr-0.3.1/doc/index.html>



**FIG. 6.5** – Spectres de CV1 avec VIMOS au VLT. Les spectres avec le filtre bleu (gauche) et rouge (droite) sont représentés. Les spectres sont étalonnés en longueur d’onde et en flux et le rougissement a été corrigé. Certaines raies sont indiquées avec des pointillés et leur longueur d’onde en Å.

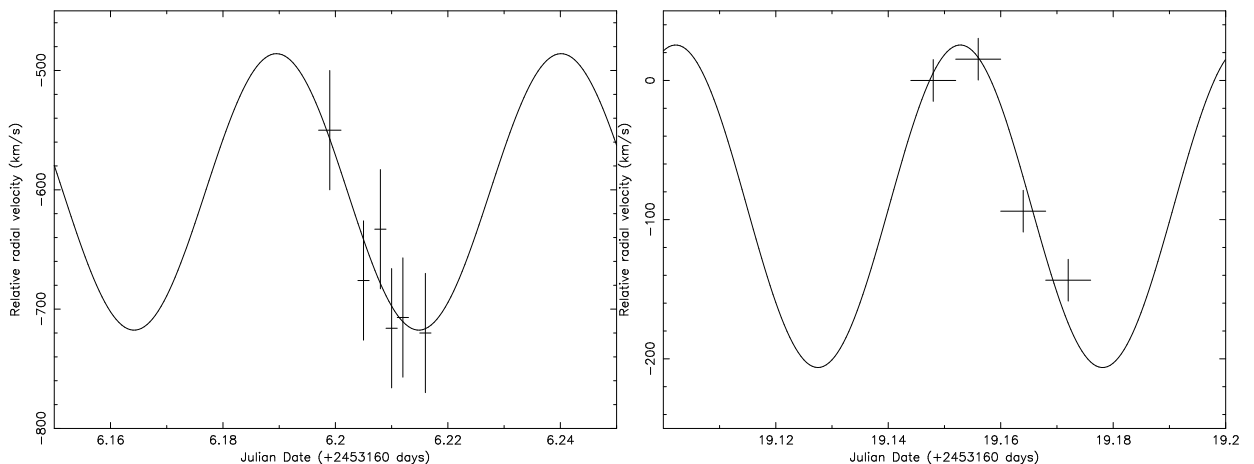


**FIG. 6.6** – Spectres VIMOS de la source 21 avec le filtre rouge. Le spectre est étalonné en longueur d’onde et en flux et le rougissement a été corrigé. Quelques raies sont indiquées avec des pointillés et leur longueur d’onde en Å. Une raie non identifiée apparaît vers 7800Å.



**FIG. 6.7** – Raies H $\alpha$  (gauche) et H $\beta$  (droite) de CV1 avec VIMOS. Les quatre observations sont présentées avec un décalage arbitraire de flux entre chaque spectre.

$511 \text{ km s}^{-1}$ , compatible avec les erreurs d'étalonnage. Les résultats sont présentés à la Figure 6.8. Les autres raies de la série de Balmer montrent des variations similaires. Les raies en absorption de calcium H et K montrent des variations opposées, ce qui est attendu si ces raies proviennent de l'étoile compagnon.



**FIG. 6.8** – Courbes de vitesse radiale de CV1 à partir des observations VIMOS de la raie  $H\alpha$  avec le filtre rouge (gauche) et bleu (droite). Le meilleur ajustement est tracé dans les deux cas.

## 6.3 Spectres FORS1 des variables cataclysmiques CV1 et CV2

Dans la continuité des observations VIMOS, nous avons proposé un projet d'observation de CV1 au VLT avec FORS1 (voir §3.5.2.2). L'objectif final est de déterminer précisément la période de CV1 et d'identifier le type de son compagnon afin de déterminer la nature de CV1. De plus, nous avons visé la variable cataclysmique CV2 que nous espérons aussi caractériser plus précisément. Les données sont présentées dans cette section, mais l'analyse est encore préliminaire.

### 6.3.1 Observations et données

Nous avons observé les variables cataclysmiques CV1 et CV2 de M22 lors de trois nuits d'observation au VLT avec l'instrument FORS1 (voir §3.5). Nous avons effectué les observations comme astronomes visiteurs à l'observatoire du Cerro Paranal pendant les nuits du 2, 3 et 4 juillet 2007. Les conditions d'observation de ces sources faibles dans un milieu dense nécessitent un *seeing* d'au moins  $1''$ . De plus, il est nécessaire d'avoir une surface de collection importante comme celle du VLT afin de limiter le temps d'acquisition d'un spectre et ainsi mieux échantillonner une éventuelle période. Lorsque ces conditions d'observation n'étaient pas réunies, des cibles secondaires ont été observées : l'étoile HD 79548 près de NGC 2808 (voir §4.5.4) et les candidats polaire intermédiaire V4742 Sgr et V4745 Sgr qui font partie d'un travail en perspective avec XMM-Newton. En complément, des étoiles de spectres A à M ont été observées en vue de les

comparer au spectre de CV1 et CV2 et de déterminer le type d'étoile compagnon de ces variables cataclysmiques.

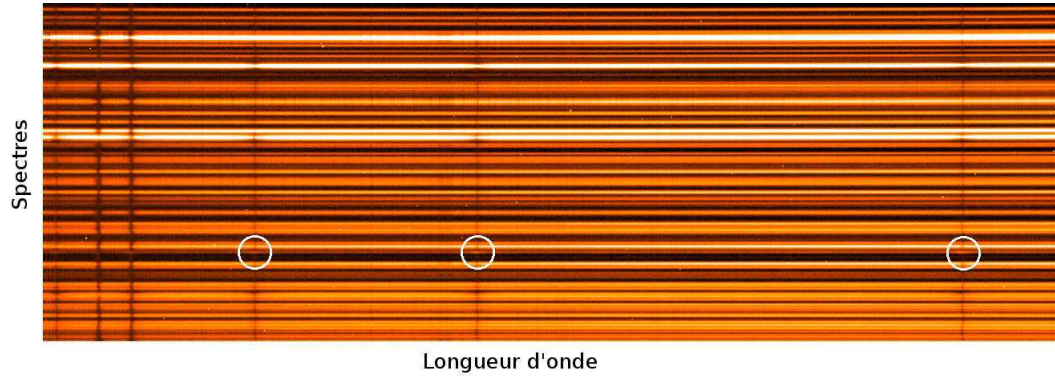
Les données spectroscopiques ont été acquises en mode LSS (spectroscopie simple fente) avec une fente de  $0,7''$  et les prismes de Carpenter *GRIS\_300V* (rouge, 4450–8650 Å, filtre *GG435*) et *GRIS\_1200B* (bleu, 3660–5110 Å). Les spectres rouges et bleus obtenus ont une dispersion de 112 et 24 Å mm<sup>-1</sup> respectivement. La durée d'acquisition était de 600 s et 900 s pour les spectres bleus et rouges de CV1 respectivement et 900 s pour les spectres de CV2. Le *seeing* était en dessous de  $0,8''$  la première nuit, avec des passages à  $0,5''$ , mais les deux nuits suivantes, il excède  $1''$  et souvent  $1,5''$ .

Nous avons obtenu 65 spectres bleus pour CV1 (33 la première nuit, puis 20 et 12) et 6 spectres rouges (2, 4 et 0). Pour CV2, nous avons fait l'acquisition de 4 spectres rouges et 4 bleus (aucune la première nuit, puis 3 et 1 pour chaque prisme). Des observations en plage de lumière uniforme permettent de corriger les variations de pixel à pixel du CCD. Des observations avec une lampe à raies d'émission hélium-argon ont été effectuées pour l'étalonnage des données en longueur d'onde. Les sources standard LTT 7987 et LTT 7379 ont été observées afin de permettre l'étalonnage en flux des spectres.

### 6.3.2 Traitement et étalonnage des données

Les données ont été traitées avec les procédures spécifiques à FORS1 distribuées par l'ESO (voir §3.5.3). Les données d'étalonnage ont été préparées avec la commande `fors_calib` (image moyennée des biais, des plages de lumière uniforme, table de la distribution en longueur d'onde des spectres). Ensuite, avec la commande `fors_science`, j'ai soustrait le biais des images brutes, que j'ai ensuite divisées par la plage de lumière uniforme normalisée. La procédure effectuée la détection des raies du ciel et leur soustraction puis corrige les distorsions des spectres. Une image finale après traitement est présentée sur la Figure 6.9. Elle contient les spectres de tous les objets situés dans la fente et en particulier la source visée. La procédure effectue aussi une recherche d'objets dans cette image et procède à l'extraction des spectres par une méthode optimale (Horne 1986).

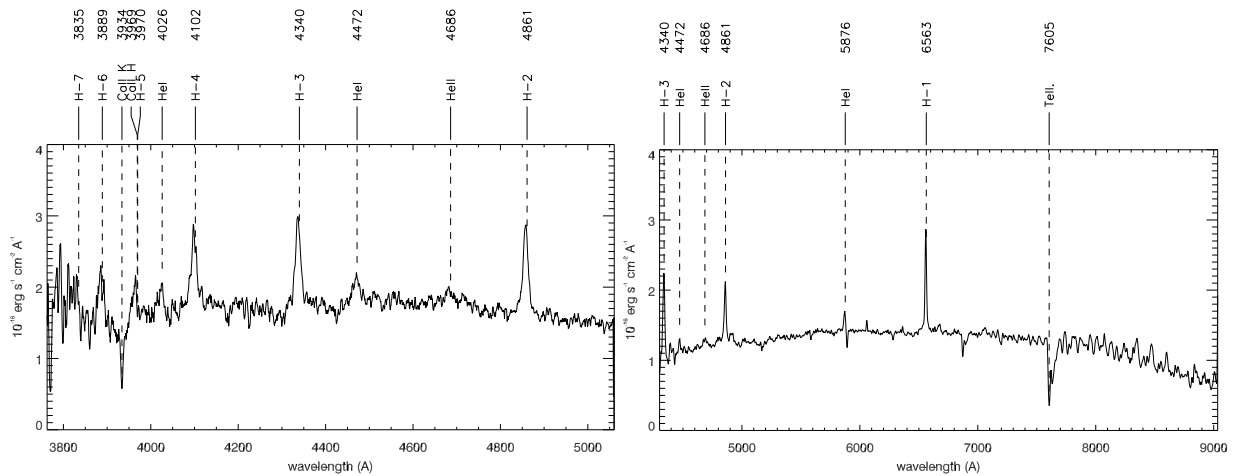
Les spectres des étoiles standards ont été extraits et j'ai ensuite estimé la réponse du capteur en divisant ces spectres par leur spectre théorique. Par contre les sources visées, CV1 et CV2, ne sont pas détectées automatiquement. Il est donc nécessaire de revenir à l'image de tous les spectres. J'ai développé une procédure sous IDL afin de localiser la cible voulue dans cette image et d'extraire le spectre en utilisant le paquet `optspecextr` qui permet d'effectuer une extraction de manière optimale (Horne 1986). Cette procédure permet aussi d'appliquer la réponse du capteur et de corriger le rougissement interstellaire dans la direction de M 22.



**FIG. 6.9** – Image finale des spectres FORS1 après traitement. Les spectres des objets qui tombent dans la fente sont projetés sur le capteur et étalonnés en longueur d’onde. Les cercles sont centrés sur le spectre de CV1 et les raies de la série de Balmer.

### 6.3.3 Spectres de CV1 et CV2

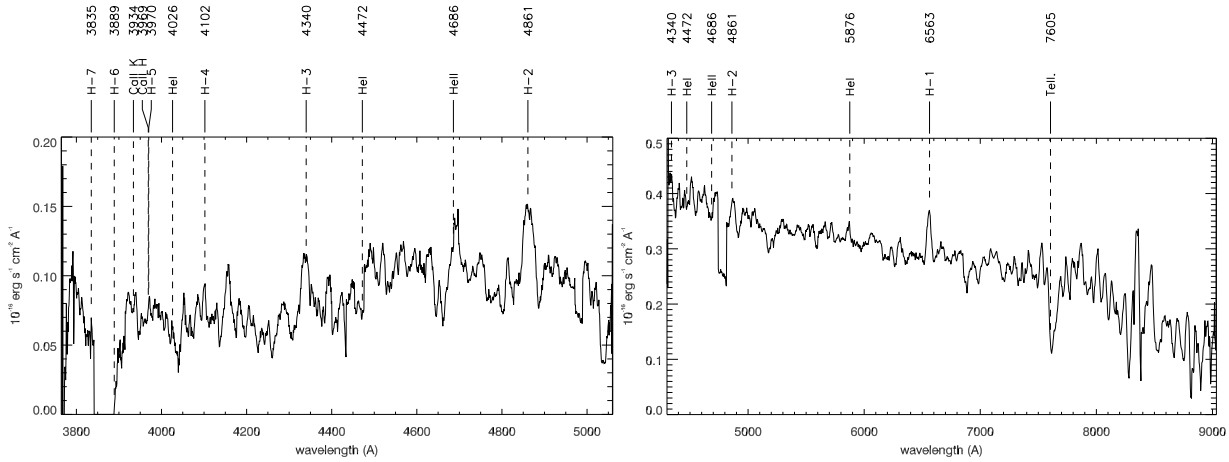
Les spectres bleus et rouges de CV1 et CV2 sont présentés dans les Figures 6.10 et 6.11. Ces spectres sont des spectres moyennés sur les 11 meilleurs spectres bleus et 2 spectres rouges pour CV1 et 3 spectres bleus et rouges pour CV2.



**FIG. 6.10** – Spectres FORS1 de CV1 avec le filtre bleu (gauche) et rouge (droite). Les spectres sont étalonnés en longueur d’onde et en flux et le rougissement a été corrigé. Certaines raies sont indiquées avec des pointillés et leur longueur d’onde en Å.

On constate que plusieurs raies en émission sont visibles dans les spectres. Les raies de la série de Balmer sont en émission jusqu’à la septième pour CV1 et on observe aussi des raies de l’hélium (HeI et HeII). Les spectres de CV2 sont plus bruités, mais ils permettent aussi de voir plusieurs raies en émission (H, HeI et HeII). Les raies indiquées par *Tell.* aux Figures 6.10 et 6.11 correspondent à des raies dues à l’atmosphère.

Même si les spectres sont étalonnés en flux, une incertitude apparaît sur le flux (différences entre bleu et rouge) pour plusieurs raisons. Le nombre de sources important rend difficile l’estimation de la contribution du ciel. En effet, le spectre extrait du ciel contient une composante stellaire



**FIG. 6.11** – Spectres FORS1 de CV2 avec le filtre bleu (gauche) et rouge (droite). Les spectres sont étalonnés en longueur d’onde et en flux et le rougissement a été corrigé. Certaines raies sont indiquées avec des pointillés et leur longueur d’onde en Å.

plus ou moins importante, peut-être due à un fond diffus d’étoiles de l’amas. De plus, les conditions atmosphériques du ciel étaient très variables au cours de la nuit d’observation (*seeing*). Ces conditions peuvent faire varier la position de la source dans la fente au cours de l’acquisition et limitent le flux observé.

## 6.4 Observation avec Chandra

J’ai utilisé des données Chandra provenant d’archives afin d’obtenir des positions plus précises pour les sources X déjà détectées avec XMM-Newton. Ces données n’étaient pas disponibles librement lors des observations VIMOS (données publiques en mai 2006), elles n’ont donc pas pu être utilisées pour contraindre la sélection de contreparties des sources XMM-Newton.

### 6.4.1 Présentation des données

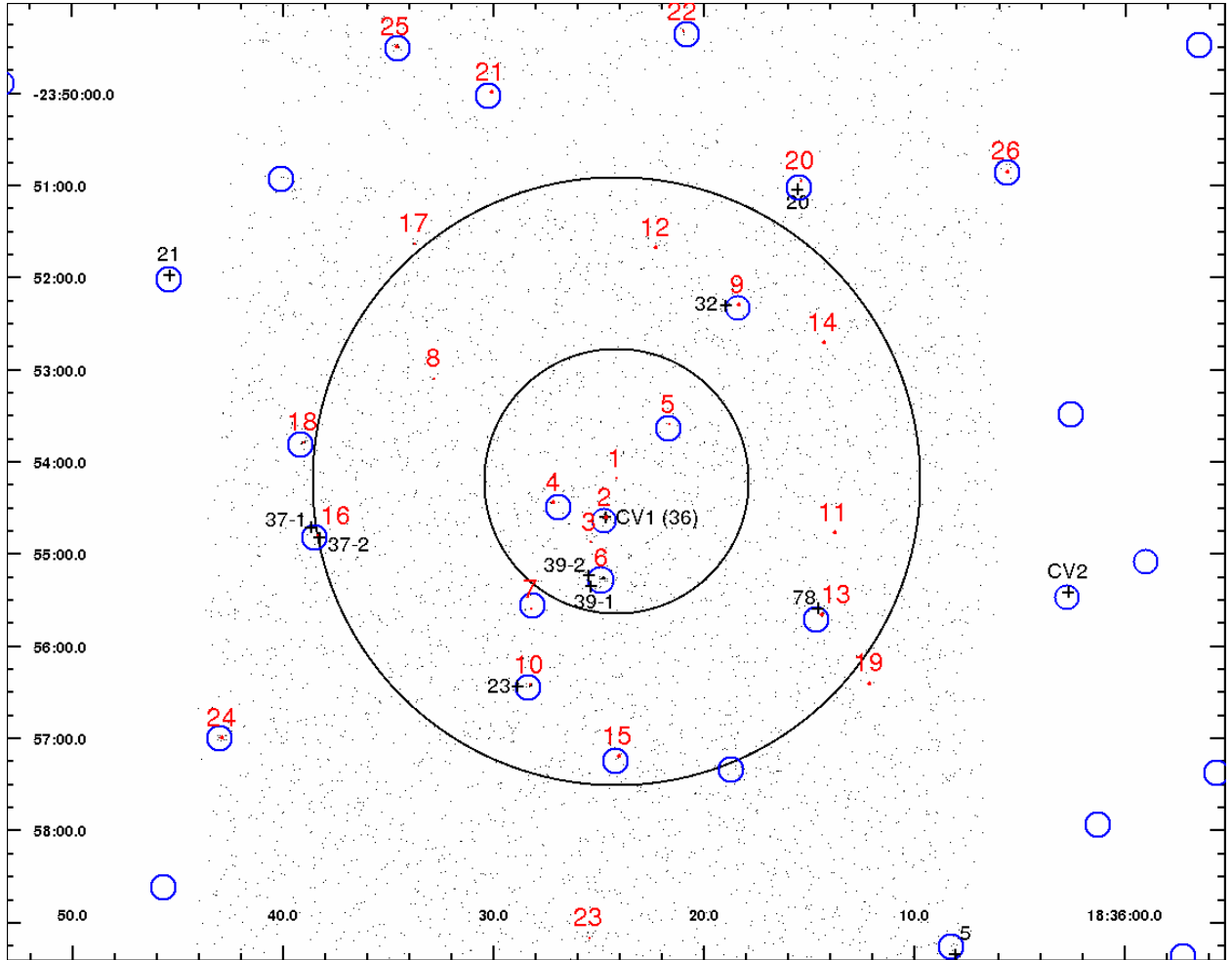
M 22 a été observé le 24 mai 2005 avec Chandra et le détecteur ACIS-S3 (voir §3.3) à son foyer pendant 16 ks. Les 4 caméras ACIS-S éclairées par devant (*front-illuminated*) étaient actives, ainsi que 2 caméras ACIS-I éclairées par derrière (*back-illuminated*). Le cœur de M 22 est situé sur le point focal de la caméra ACIS-S3, où la meilleure résolution est obtenue. Les données ont été traitées avec le logiciel CIAO v3.4 et les données d’étalonnage les plus récentes (voir §3.3.3).

### 6.4.2 Détection de sources

La détection de sources a été effectuée de la même manière qu’au §4.3.2 (voir cette section pour le détail des paramètres utilisés). J’ai utilisé la procédure *wavdetect* de CIAO qui a permis d’obtenir une première liste de 50 candidats sources. J’ai ajouté à cette liste les 33 sources XMM-Newton (détectées précédemment et disponibles dans le catalogue 2XMM, §3.2.3) qui tombent

dans le champ de vue de Chandra. ACIS-Extract (voir §3.3.4) permet ensuite de tester la significativité des sources. J'ai conservé les 39 sources dont la significativité est supérieure à 99,999%. Ces sources ont au minimum 5 coups. Elles sont numérotées selon leur distance au centre de masse de M 22. La carte des sources est présentée sur la Figure 6.12. Un ajustement automatique par une loi de puissance absorbée (absorption en direction de l'amas) a été effectué, ainsi qu'un test de variabilité Kolmogorov–Smirnov. Les sources et leurs différents paramètres sont listés au Tableau 6.4.

La luminosité limite des observations est  $L_{0,5-8 \text{ keV}} = 5 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$  pour une source située dans l'amas. En utilisant le flux limite observable et la relation  $\log(N)-\log(S)$  (Hasinger *et al.* 2005), où  $N$  est le nombre de sources  $X$  détectées avec un flux supérieur à  $S$ , j'en déduis que 3 sources d'arrière plan peuvent se trouver dans le rayon de demi-masse de M 22, dont 0,5 dans le rayon de cœur.



**FIG. 6.12** – Carte des sources Chandra en direction de M 22. Les évènements sont dans la bande 0,5 – 6 keV. Les rayons de cœur et de demi-masse sont représentés. Les cercles d'erreur à  $1\sigma$  sont dessinés en rouge pour chaque source. Les sources XMM-Newton sont indiquées par des cercles d'erreur à  $1\sigma$  bleus. Les sources visées avec VIMOS et CV2 sont indiquées par des '+' et leur numéro (voir §6.2).

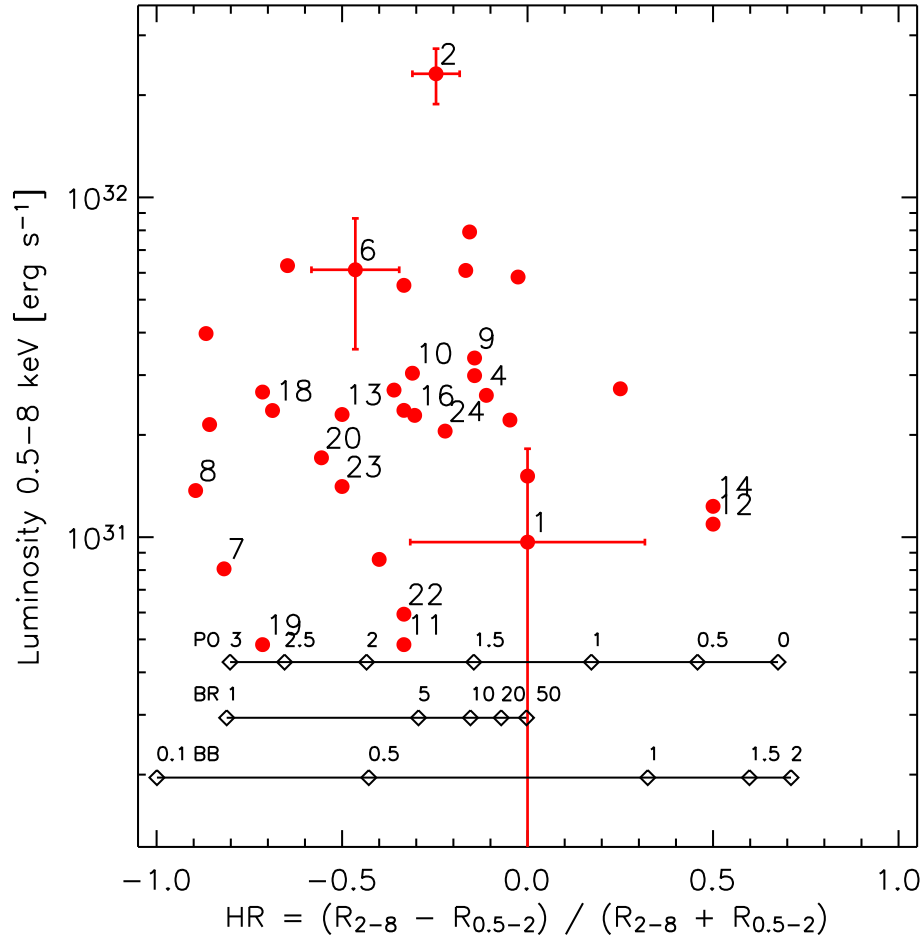


**TAB. 6.4** – Sources détectées avec Chandra en direction de M 22. Le numéro de source Chandra et le numéro XMM-Newton correspondant (Webb *et al.* 2004) sont indiqués. Ensuite, les coordonnées (ascension droite et déclinaison, J2000) et l’erreur en ["] sont indiqués. Les colonnes suivantes donnent le nombre de coups (Cps) et le flux en [ $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ]. L’absorption  $N_H$  [ $\times 10^{22}$  cm $^{-2}$ ] et l’indice de loi de puissance (PH) sont donnés, puis le résultat du test Kolmogorov–Smirnov.

Src Ch.	Src XMM	A.D.	Dec.	Erreur	Cps	Flux	$N_H$	PH	KS
1	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 24.21 <sup>s</sup>	–23°54′10.13″	0.45	10	0.79 ± 0.70	0.22	1.32	1.62 × 10 <sup>–1</sup>
2	36	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 24.71 <sup>s</sup>	–23°54′35.61″	0.41	231	18.87 ± 3.50	0.22	1.37	4.03 × 10 <sup>–1</sup>
3	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 25.44 <sup>s</sup>	–23°54′51.62″	0.48	7	0.52 ± 0.17	0.22	5.05	3.48 × 10 <sup>–1</sup>
4	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 27.20 <sup>s</sup>	–23°54′25.97″	0.43	27	2.13 ± 1.34	0.22	1.35	8.14 × 10 <sup>–1</sup>
5	33	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 21.70 <sup>s</sup>	–23°53′34.99″	0.48	5	0.28 ± 0.18	0.22	2.52	7.67 × 10 <sup>–1</sup>
6	39	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 24.86 <sup>s</sup>	–23°55′14.92″	0.42	56	5.00 ± 2.08	0.22	1.44	1.45 × 10 <sup>–1</sup>
7	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 28.26 <sup>s</sup>	–23°55′35.25″	0.48	11	0.66 ± 0.47	0.22	2.25	3.51 × 10 <sup>–3</sup>
8	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 32.88 <sup>s</sup>	–23°53′05.35″	0.44	19	1.12 ± 0.71	0.22	2.65	2.10 × 10 <sup>–1</sup>
9	32	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 18.40 <sup>s</sup>	–23°52′17.19″	0.42	35	2.75 ± 1.31	0.22	1.44	8.57 × 10 <sup>–1</sup>
10	23	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 28.29 <sup>s</sup>	–23°56′24.64″	0.45	29	2.48 ± 1.33	0.22	1.25	1.70 × 10 <sup>–1</sup>
11	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 13.84 <sup>s</sup>	–23°54′45.46″	0.53	6	0.39 ± 0.30	0.22	2.01	4.12 × 10 <sup>–1</sup>
12	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 22.33 <sup>s</sup>	–23°51′40.08″	0.46	8	0.89 ± 0.84	0.22	0.74	5.41 × 10 <sup>–1</sup>
13	55	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 14.44 <sup>s</sup>	–23°55′38.86″	0.46	24	1.87 ± 1.01	0.22	1.65	4.20 × 10 <sup>–1</sup>
14	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 14.37 <sup>s</sup>	–23°52′41.76″	0.48	8	1.01 ± 0.75	0.22	0.57	9.44 × 10 <sup>–1</sup>
15	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 24.10 <sup>s</sup>	–23°57′11.20″	0.66	7	0.37 ± 0.22	0.22	2.81	7.74 × 10 <sup>–1</sup>
16	37	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 38.38 <sup>s</sup>	–23°54′47.42″	0.46	23	1.86 ± 1.16	0.22	1.52	5.27 × 10 <sup>–2</sup>
17	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 33.80 <sup>s</sup>	–23°51′37.50″	0.45	14	0.80 ± 0.38	0.22	3.13	3.94 × 10 <sup>–1</sup>
18	34	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 39.06 <sup>s</sup>	–23°53′46.63″	0.44	32	1.93 ± 0.51	0.22	3.05	6.37 × 10 <sup>–1</sup>
19	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 12.17 <sup>s</sup>	–23°56′23.69″	0.64	7	0.39 ± 0.30	0.22	2.07	5.63 × 10 <sup>–1</sup>
20	20	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 15.44 <sup>s</sup>	–23°50′56.80″	0.48	9	1.40 ± 0.99	0.22	2.32	2.07 × 10 <sup>–1</sup>
21	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 30.14 <sup>s</sup>	–23°49′58.78″	0.53	6	0.66 ± 0.26	0.22	4.23	2.98 × 10 <sup>–1</sup>
22	73	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 21.04 <sup>s</sup>	–23°49′19.50″	0.56	6	0.48 ± 0.33	0.22	2.42	2.73 × 10 <sup>–1</sup>
23	71	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 25.50 <sup>s</sup>	–23°59′09.31″	0.75	16	1.15 ± 0.82	0.22	1.70	2.04 × 10 <sup>–2</sup>
24	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 42.94 <sup>s</sup>	–23°56′58.94″	0.61	18	1.67 ± 1.03	0.22	1.55	1.08 × 10 <sup>–1</sup>
25	8	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 34.63 <sup>s</sup>	–23°49′29.11″	0.46	25	2.21 ± 1.29	0.22	1.87	2.58 × 10 <sup>–1</sup>
26	19	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 5.64 <sup>s</sup>	–23°50′50.27″	0.62	8	2.23 ± 2.03	0.22	1.09	5.91 × 10 <sup>–1</sup>
27	44	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 18.31 <sup>s</sup>	–24°00′55.88″	0.70	48	4.98 ± 2.20	0.22	1.63	1.46 × 10 <sup>–1</sup>
28	16	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 15.15 <sup>s</sup>	–23°46′13.70″	0.69	21	2.18 ± 1.04	0.22	3.48	4.99 × 10 <sup>–1</sup>
29	17	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 10.45 <sup>s</sup>	–23°46′27.38″	0.63	30	3.24 ± 0.79	0.22	3.63	4.26 × 10 <sup>–1</sup>
30	–	18 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 0.63 <sup>s</sup>	–23°56′12.81″	0.93	28	2.44 ± 1.23	0.22	1.80	9.18 × 10 <sup>–1</sup>
31	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 59.94 <sup>s</sup>	–23°51′29.11″	0.74	39	4.76 ± 2.74	0.22	1.15	1.19 × 10 <sup>–1</sup>
32	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 56.04 <sup>s</sup>	–23°48′44.82″	1.06	14	1.75 ± 0.77	0.22	3.79	9.29 × 10 <sup>–1</sup>
33	29	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 27.68 <sup>s</sup>	–23°45′06.61″	0.57	64	6.46 ± 2.26	0.22	1.53	1.23 × 10 <sup>–1</sup>
34	25	18 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 0.56 <sup>s</sup>	–23°58′29.70″	1.28	21	1.93 ± 1.12	0.22	1.86	4.53 × 10 <sup>–1</sup>
35	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 56.82 <sup>s</sup>	–23°48′08.59″	1.25	12	1.23 ± 1.12	0.22	1.14	1.27 × 10 <sup>–1</sup>
36	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 30.56 <sup>s</sup>	–23°44′27.38″	1.03	21	1.81 ± 1.11	0.22	1.96	8.03 × 10 <sup>–1</sup>
37	–	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 56.20 <sup>s</sup>	–23°47′27.39″	1.49	10	0.70 ± 0.48	0.22	2.43	2.60 × 10 <sup>–1</sup>
38	43	18 <sup>h</sup> 36 <sup>m</sup> 59.48 <sup>s</sup>	–24°00′28.59″	1.23	34	5.14 ± 1.68	0.22	2.66	2.55 × 10 <sup>–1</sup>
39	–	18 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 8.63 <sup>s</sup>	–23°50′27.36″	1.15	45	4.50 ± 2.28	0.22	1.88	4.21 × 10 <sup>–1</sup>

### 6.4.3 Sources variables et propriétés spectrales

Le diagramme couleur–luminosité des sources Chandra dans la direction de M 22 est présenté à la Figure 6.13. Les flux ont été convertis en luminosité en prenant la distance de l’amas globulaire (Tableau A.1). Cependant, il est possible que certaines sources soient des sources d’arrière plan ou d’avant plan.



**FIG. 6.13** – Diagramme Couleur-flux des sources Chandra en direction de M 22. Seules les sources ayant au moins 1 coup dans chaque bande d’énergie sont considérées. Quelques barres d’erreur représentatives de toutes les barres d’erreur à une luminosité donnée sont représentées et les numéros sont indiqués pour les 24 sources les plus centrales seulement. Les lignes noires tracées avec les diamants indiquent la couleur (avec un flux arbitraire) de différents modèles d’émission avec l’absorption de l’amas :

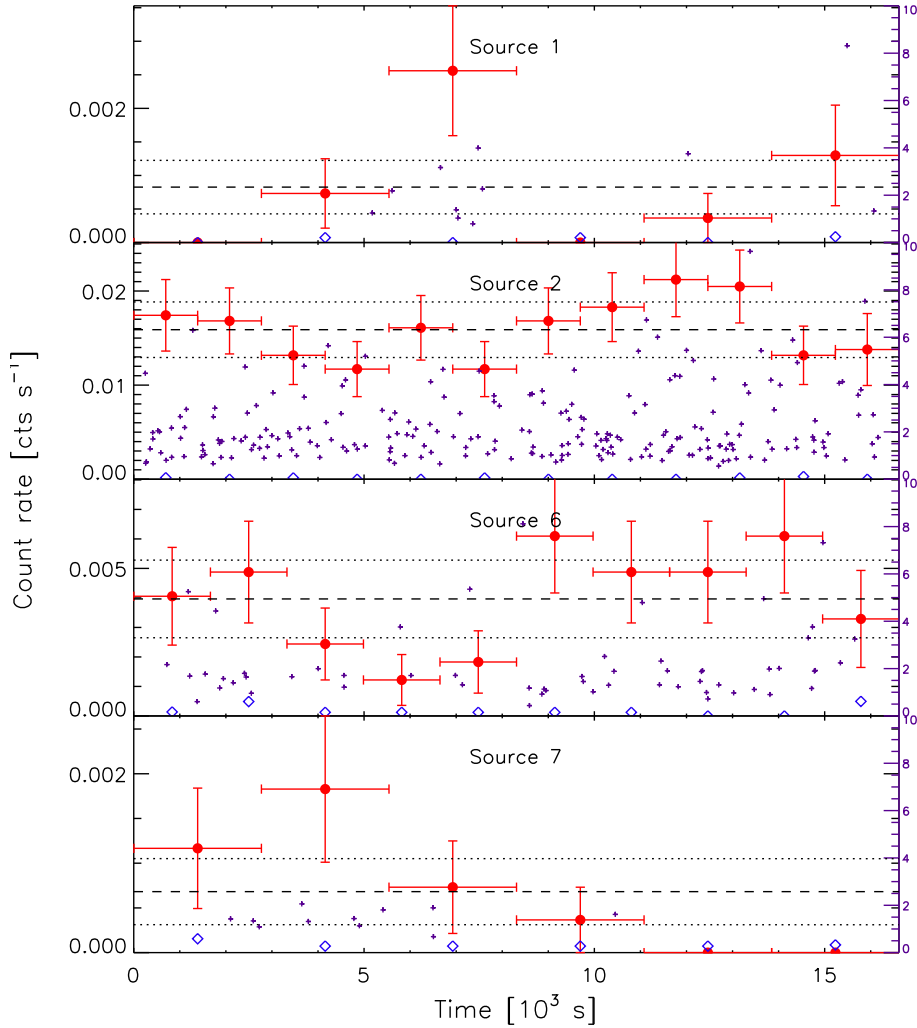
**PO** : loi de puissance d’indices 3, 2.5, 2, 1.5, 1, 0.5, 0.

**BR** : émission bremsstrahlung avec des températures de 1, 5, 10, 15, 20, 50 keV.

**BB** : spectre de corps noir avec des températures de 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2 keV.

Le test de variabilité Kolmogorov–Smirnov effectué sur les sources (Tableau 6.4) indique qu’une source est potentiellement variable, la source Chandra 7. La source XMM-Newton 39 (Chandra 6) était variable lors de l’observation XMM-Newton (Webb *et al.* 2004), j’ai donc tracé sa courbe de lumière avec Chandra. Après vérification des courbes de lumières, la source Chandra 1 présente une variabilité confirmée par la statistique de Poisson. La Figure 6.14 présente les

courbes de lumière de ces trois sources variables, ainsi que celle de la source Chandra 2 (CV1) qui est la plus lumineuse du champ de vue. Une période possible de  $\sim 12$  ks (3 h 20) pour la source Chandra 2 (CV1) n'est significative qu'à 80%. Plus de temps d'observation serait nécessaire pour confirmer une telle période.



**FIG. 6.14** – Courbes de lumière des sources Chandra variables en direction de M 22. Le bruit de fond correspondant est indiqué avec des diamants. Une ligne en pointillés indique la moyenne et des lignes de points indiquent l'écart à  $3\sigma$  par rapport à la moyenne. Chaque coup est représenté par une petite croix mauve, en fonction de son énergie entre 0.5 et 10 keV de bas en haut pour chaque courbe de lumière. Le temps de référence est le 24 mai 2005 à 21 h 34 min 43 s.

## 6.5 Recherche de sources radio avec le GMRT

### 6.5.1 Observations et données

Nous avons observé quatre amas globulaires, dont M 22, avec le réseau d'antennes radio GMRT (voir §3.6) les 17 et 18 novembre 2006. J'ai effectué l'acquisition de données en qualité d'astro-

nome visiteur au centre d'observation du GMRT en Inde. Les observations ont été effectuées simultanément en deux fréquences (610 et 235 MHz, soit 50 et 128 cm) pour une largeur de bande de 16 MHz divisée en 128 canaux de 125 kHz chacun. Pour les observations à 610 MHz les données en bandes supérieure et inférieure sont disponibles et pour les observations à 235 MHz seules les données en bande supérieure sont accessibles. Seules les données de M 22 sont présentées ici, les autres amas observés (M55, NGC 3201 et NGC 6366) seront traités ultérieurement.

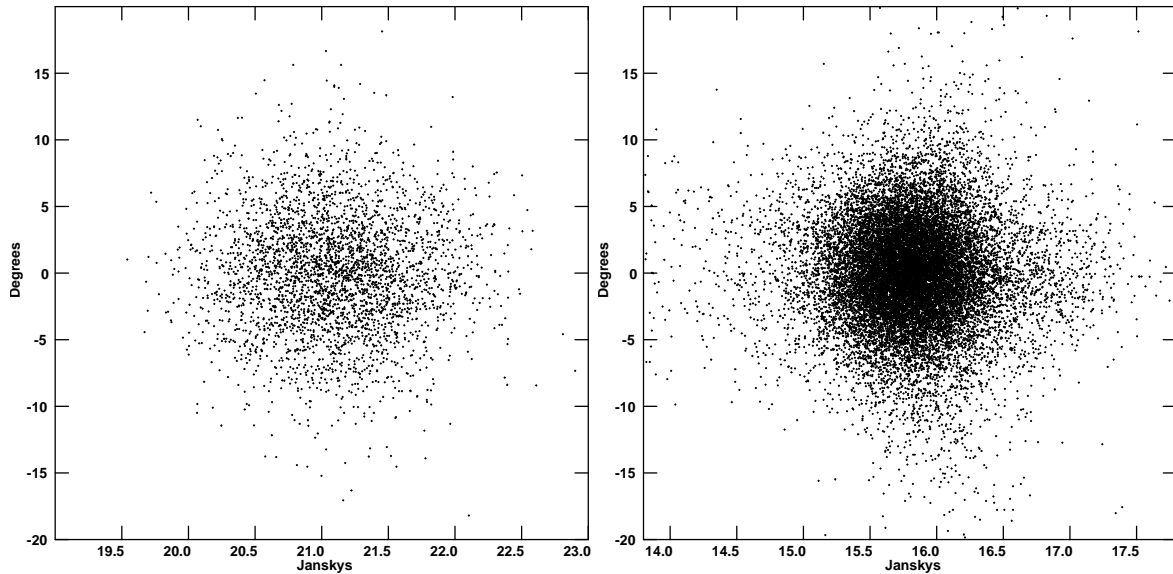
M 22 a été observé au total pendant 3h40, en 8 séquences entrecoupées d'observations de 5 min de la source PMN J1830-3602 pour l'étalonnage en phase. La source 3C 286 a été observée avant (8 min) et la source 3C 48 après (15 min) pour l'étalonnage en flux. Le réseau d'antenne était composé de 28 antennes opérationnelles (les antennes C08 et S06 étant hors service lors de l'observation).

## 6.5.2 Traitement des données

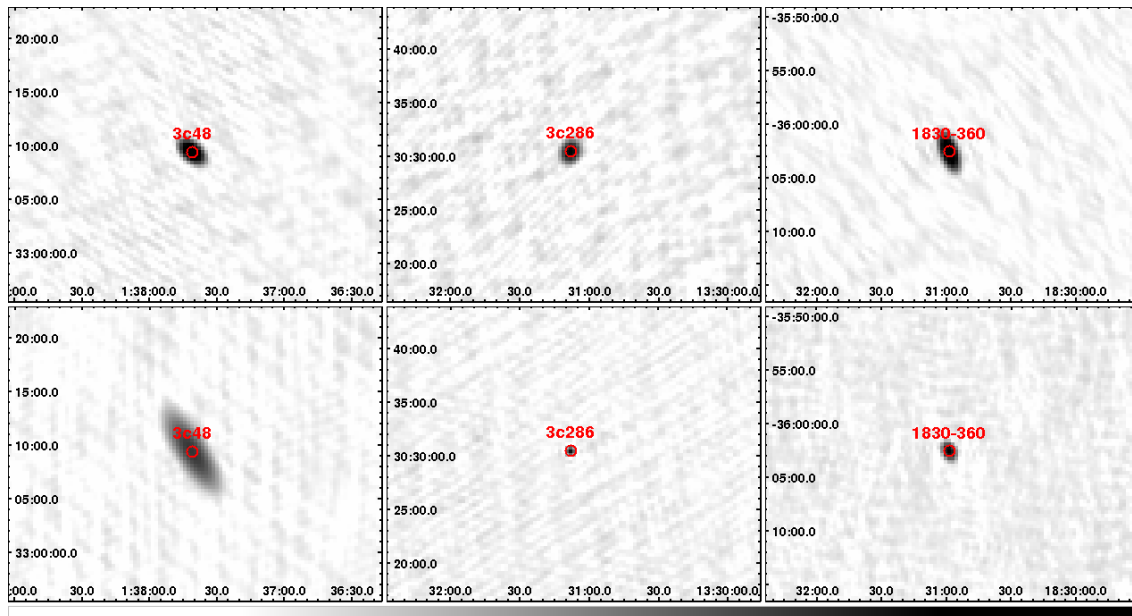
J'ai effectué le traitement des données avec AIPS (voir §3.6.4), tout d'abord en sélectionnant uniquement le canal 45 et en prenant l'antenne centrale C06 comme référence. Les données ont tout d'abord été filtrées pour les antennes manquantes et les lignes de bases déclarées défectueuses lors de l'acquisition (C08 ; S06 ; E03,05–W03,04,05,06). Les données à 235 MHz et 610 MHz ont été traitées de la même manière. Les données en bande supérieure sont présentées ici pour ces deux fréquences. Les données à 610 MHz en bande inférieure ont aussi été traitées, mais elles sont trop bruitées pour apporter des informations supplémentaires et ont donc été mises de côté.

Les flux extraits du catalogue des sources d'étalonnage pour la source 3C 286 sont de 21,0183 Jy (à 610 MHz) et 28,0726 Jy (à 235 MHz) et pour la source 3C 48 de 29,2970 et 50,7216 Jy (commande `set jy`). Les données de la source 3C 286 ont été filtrées pour les lignes de bases présentant un fort bruit, puis j'ai exécuté les commandes `calib` et `clcal` afin de créer la table d'étalonnage en flux. La source 3C 48 a été traitée de la même manière afin d'affiner l'étalonnage en flux. J'ai aussi effectué la même opération pour la source PMN J1830-3602 afin d'obtenir la table d'étalonnage en phase. Les flux obtenus par la commande `get jy` pour cette source sont de  $15,75 \pm 0.31$  et  $29.78 \pm 2.00$  Jy. J'ai filtré progressivement les données de manière à obtenir un auto-étalonnage des sources 3C 286, 3C 48 et PMN J1830-3602 avec un minimum de dispersion dans les solutions. Les solutions calculées sont présentées à la Figure 6.15, où on peut voir la faible dispersion en flux et en phase. Les images de ces sources brillantes ont été synthétisées avec la commande `imagr` et 500 itérations de nettoyage (Figure 6.16). À partir de ces images, j'ai pu vérifier la précision des coordonnées de l'image synthétisée : le décalage par rapport aux coordonnées catalogue est de l'ordre de  $4''$ .

J'ai appliqué les tables d'étalonnage aux données de M 22 (commandes `calib` et `clcal`). Ces données ont été filtrées pour les lignes de base bruitées et les intervalles de temps bruités. J'ai ensuite estimé pour chaque ligne de base la réponse sur toute la bande passante (128 canaux) avec la commande `bpass`. Les canaux présentant un fort bruit ont été éliminés de manière à obtenir des



**FIG. 6.15** – Diagramme phase–amplitude des sources d’étalonnage en flux, 3C 286 (gauche) et en phase, PMN J1830-3602 (droite), pour les données à 610 MHz du GMRT.



**FIG. 6.16** – Images des sources d’étalonnage en flux, 3C 48 (gauche), 3C 286 (milieu) et en phase, PMN J1830-3602 (droite) des observations du GMRT. Les données à 610 MHz sont en haut et à 235 MHz en bas.

réponses plates pour toutes les lignes de base. J’ai enfin rassemblé les données en un seul canal pour obtenir le flux intégré sur toute la bande passante (commande `splat`).

Une image du champ de vue a été générée avec la commande `imagr` (Figure 6.17), qui permet d’effectuer un nettoyage de l’image. Le nettoyage consiste à sélectionner les sources les plus évidentes et à soustraire leur contribution. Ces étapes permettent d’éliminer certains artefacts et de découvrir de nouvelles sources. Le nettoyage a été itéré 20 000 fois et une image nettoyée de  $512 \times 512$  pixels a été générée avec des pixels de taille  $20''$ . Enfin ces images ont été corrigées

pour les déformations dues au faisceau primaire des antennes par la commande `pbcor`. Le bruit de fond (RMS) des images au centre est de l'ordre de 40 mJy/beam (à 235 MHz) et 5,8 mJy/beam (à 610 MHz) et la limite de détection à  $3\sigma$  d'environ 120 mJy et 17,4 mJy respectivement. Une meilleure résolution angulaire peut être obtenue en sélectionnant seulement les lignes de bases les plus longues, mais ceci n'est pas nécessaire ici. L'image radio à 235 MHz (Figure 6.17, bas) montre un décalage des sources au cours de l'observation, peut-être dû à un décalage de l'horloge de l'ordinateur chargé d'enregistrer ces données. Une correction de ce problème ne se révèle pas nécessaire car l'image à 610 MHz fournit des coordonnées suffisamment précises pour la recherche de contreparties des source XMM-Newton.

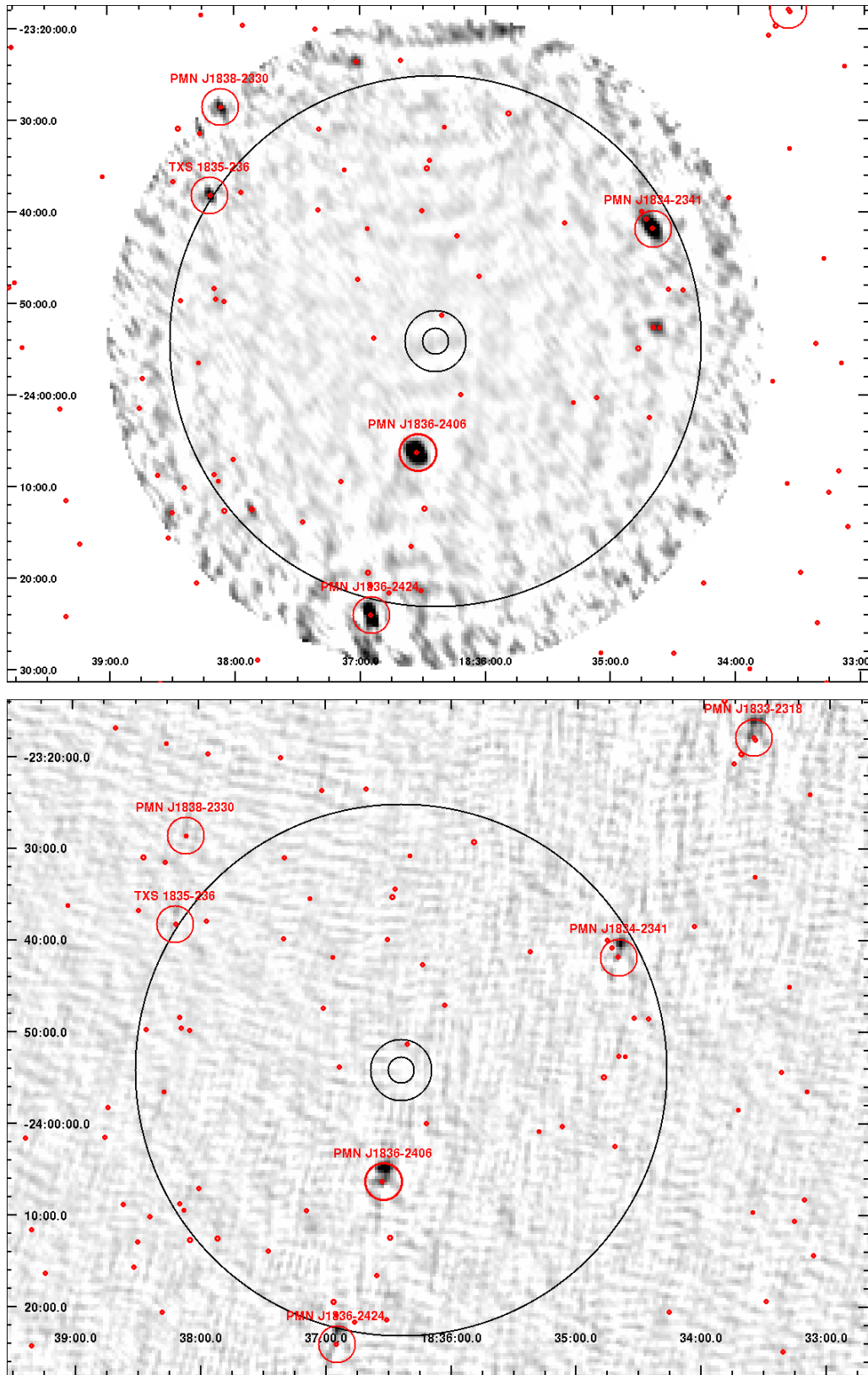
Six sources radio principales du champ de vue (voir Tableau 6.5) ont été observées dans plusieurs longueurs d'onde radio. Les densités de flux à différentes fréquences sont reportées dans le Tableau 6.6. J'ai extrait les densités de flux à 235 MHz et à 610 MHz des images obtenues avec le GMRT. Pour cela j'ai utilisé la commande `jmf it` de AIPS, qui permet de calculer la densité de flux intégrée d'une source en ajustant un modèle gaussien à 2 dimensions. Ces valeurs sont reportées

**TAB. 6.5** – Sources détectées avec le GMRT en direction de M 22. L'indice GMRT de la source, le nom de catalogue de la source et ses coordonnées (Ascension droite et Déclinaison en J2000) sont indiqués.

Src GMRT	Nom	A.D. <i>h m s</i>	Dec. <i>° ' "</i>
1	PMN J1836–2406	18 36 32,70	–24 06 23,0
2	PMN J1834–2341	18 34 40,20	–23 41 54,0
3	TXS J1835–236	18 38 11,90	–23 38 16,0
4	PMN J1836–2424	18 36 55,20	–24 24 07,4
5	PMN J1838–2330	18 38 14,00	–23 38 16,0
6	PMN J1833–2318	18 33 36,40	–23 17 50,4

**TAB. 6.6** – Flux des sources détectées avec le GMRT en direction de M 22. La densité de flux en [mJy] est indiquée pour différentes fréquences en [MHz]. Les densité de flux à 235 et 610 MHz sont estimées à partir des données GMRT. Pour les autre fréquences les données proviennent de différents catalogues : 365 MHz, catalogue TXS (Texas Survey, Douglas *et al.* 1996) ; 400 MHz, catalogue MRC (Molonglo Reference Catalogue, Large *et al.* 1991) ; 1 400 MHz, catalogue NVSS (NRAO VLA Sky Survey, Condon *et al.* 1998) ; 4 850 MHz, catalogue PMN (Parkes-MIT-NRAO, Griffith & Wright 1993). L'indice spectral (Ind. spec.) obtenu à partir de ces données est indiqué à la dernière colonne.

Src GMRT	235	365	400	610	1 400	4 850	Ind. spec.
1	4963 ± 80	3240 ± 110	2780 ± 120	1716 ± 1	515,5 ± 16,1	90 ± 11	1,24 ± 0.01
2	2244 ± 80	1930 ± 90	1740 ± 90	1088 ± 1	589,5 ± 21,0	300 ± 11	0,69 ± 0.01
3	446 ± 80	440 ± 50	–	202 ± 1	–	–	0,92 ± 0.21
4	2124 ± 80	–	1200 ± 80	988 ± 1	411,0 ± 14,2	168 ± 14	0,92 ± 0.02
5	–	–	–	219 ± 1	75,0 ± 2,5	48 ± 11	1,04 ± 0.12
6	3292 ± 150	2280 ± 118	2280 ± 110	–	725,7 ± 25,7	417 ± 24	0,72 ± 0.01

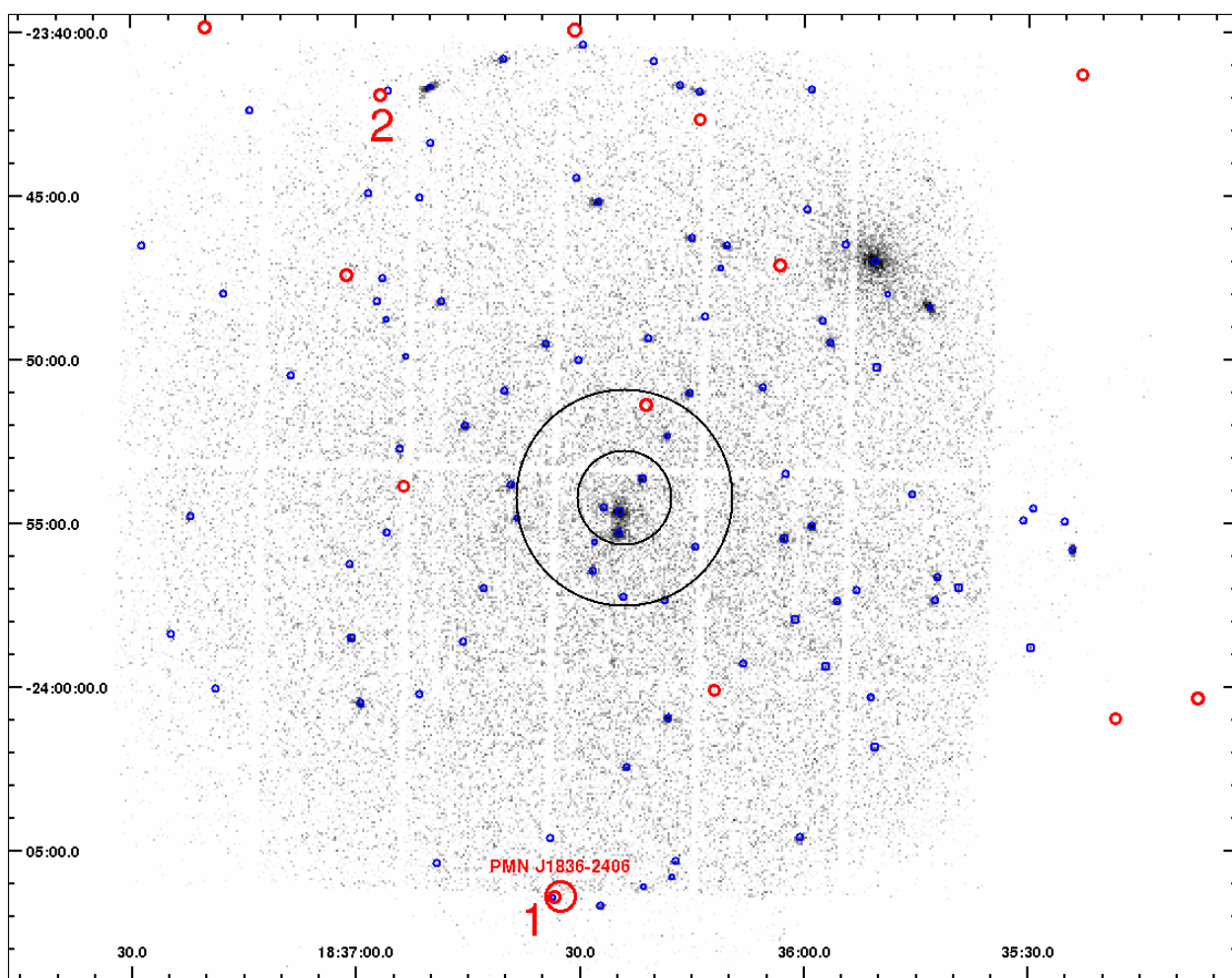


**FIG. 6.17** – Images radio à 610 MHz (haut) et 235 MHz (bas) en direction de M 22 avec le GMRT. Les sources radio brillantes déjà cataloguées sont encadrées en rouge et les sources du catalogue NVSS à 1,4 GHz sont indiquées par des points rouges.

dans le Tableau 6.6. À partir de toutes ces valeurs, un indice de loi de puissance a été calculé. Il est reporté dans le Tableau 6.6. La bonne coorespondance entre les valeurs des catalogue et les valeur estimée ici valide le traitement de donné effectué.

### 6.5.3 Comparaison avec l'image XMM-Newton

J'ai repris l'image XMM-Newton ainsi que la liste des sources détectées à partir du catalogue 2XMM (voir §3.2.3). Cette image est présentée sur la Figure 6.18 avec les positions des sources X et des sources radio du champs de vue. On peut remarquer que deux sources X ont une contrepartie radio possible. Ces associations sont situées bien à l'extérieur du rayon de demi-masse de M 22 (Figure 6.18). La comparaison avec l'image Chandra n'apporte pas plus de précision car aucune source radio ne correspond à une source X Chandra.



**FIG. 6.18** – Image XMM-Newton en direction de M 22 avec les sources radio du champ de vue. Les sources XMM-Newton sont indiquées par des cercles bleus et les sources radio sont en rouge. Les sources radio détectées avec le GMRT sont reportées, ainsi que toutes les sources radio du catalogue NVSS à 1,4 MHz (NRAO VLA Sky Survey, Condon *et al.* 1998). Les deux associations possibles sont numérotées en rouge (1 et 2).



## 6.6 Discussion

### 6.6.1 Sources X attendues dans le cœur

Le taux de rencontre dans le cœur de M 22 est relativement faible et 0,3 binaires X de faible masse en quiescence sont attendues si l'on considère la corrélation observée entre ces objets et le taux de rencontre dans les amas globulaires galactiques (voir §2.5.3). Aucune des sources XMM-Newton n'a été proposée comme étant de cette nature par Webb *et al.* (2004), ce qui est cohérent avec cette estimation.

Deux pulsars milliseconde ont été détectés en radio (avec le GBT), mais l'absence de coordonnées précises ne permet pas de les associer à une source X pour l'instant. La population de pulsars milliseconde serait aussi liée au taux de rencontre dans l'amas (voir §2.8.3). Cependant, dans NGC 2808, dont le taux de rencontre est plus important, aucun pulsar n'est détecté pour l'instant. Si un déficit de pulsars se confirme dans cet amas, il est possible que d'autres paramètres que le taux de rencontre influencent la formation de binaires serrées contenant des étoiles à neutrons. M 22 a une métallicité intermédiaire entre celle de NGC 2808 qui semble être pauvre en pulsars et 47 du Toucan qui est particulièrement riche en pulsars (Tableau A.1). Il est possible que ce paramètre soit important dans la production de tels objets.

En utilisant la relation proposée par Pooley & Hut (2006) qui constatent une dépendance du nombre de sources X avec le taux de rencontre au cœur des amas, il est possible d'estimer le nombre de sources attendues dans M 22. J'ai donc estimé le taux de rencontre comme cela est décrit par Pooley & Hut (2006) (voir aussi §1.2.2.3). Ce taux permet d'estimer un nombre de sources X attendues dans M 22 de  $20 \pm 5$  avec une luminosité supérieure à  $L_{0,5-8 \text{ keV}} = 5 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ . Environ une vingtaine de source se trouvent à l'intérieur ou proche du rayon de demi-masse de l'amas et pourraient être associées à l'amas. Les différentes populations définies par Pooley & Hut (2006) permettent d'estimer que l'on attend aucune binaire X de faible masse avec étoile à neutrons et  $2 \pm 1$  variables cataclysmiques de luminosité supérieure à  $L_{0,5-8 \text{ keV}} \sim 4,25 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ . Les sources centrales Chandra 2 et 6 atteignent cette luminosité et sont compatibles avec l'émission de variables cataclysmiques. Il semble donc que le nombre de sources détectées corresponde aux sources attendues, aux incertitudes près.

### 6.6.2 Variable cataclysmique CV1

CV1 est confirmée comme étant la contrepartie de la source Chandra 2 (XMM-Newton 36). C'est la source X la plus lumineuse du champ de vue et donc de l'amas, avec une luminosité et une couleur compatible avec une variable cataclysmique (Figure 6.13).

Le spectre VIMOS de CV1 (Figure 6.5) est particulièrement bleu, ce qui est attendu pour le spectre d'un disque d'accrétion de variable cataclysmique (voir §2.6.3). On constate que les raies de la série de Balmer sont en émission. Ce spectre est tout à fait similaire aux spectres de variables cataclysmiques présentés par exemple par Mason & Howell (2003), les raies en émission peuvent

donc être interprétées comme la signature d'accrétion de matière. De plus, les raies  $H\alpha$  et  $H\beta$  présentent une forme qui semble être en double pic et qui évolue au cours du temps (Figure 6.7), renforçant l'hypothèse de la présence d'un disque d'accrétion. Le spectre FORS1 confirme ces observations (Figure 6.10).

Une période de l'ordre de 0,05 jours ou 1,2 h a pu être évaluée. Elle pourrait correspondre à la période orbitale d'une nova naine de type SU UMa. Ce travail effectué avec les données VIMOS devrait être largement amélioré après l'analyse des données FORS1. Les spectres FORS1 promettent en effet une meilleure précision en longueur d'onde et des raies mieux définies grâce à un meilleur signal sur bruit, ce qui réduira sensiblement les incertitudes.

### 6.6.3 Variable cataclysmique CV2

Cette source est bien détectée dans les données FORS1 (Figure 6.11) et la présence de raies en émission (série de Balmer, HeI et HeII) indique que cette source est compatible avec une variable cataclysmique. Malgré le haut niveau de bruit, les spectres de CV2 ont une certaine ressemblance avec les spectres de CV1. La raie HeII à 4 686 Å de CV2 est particulièrement intense et comparable à  $H\beta$ , ce qui est observé en général pour les systèmes fortement magnétisés (polaire ou polaire intermédiaire, voir §2.6.2.3 et Silber 1986).

Les 6 spectres obtenus avec FORS1 permettront peut être d'estimer une période orbitale pour cet objet. La comparaison du spectres avec des étoiles de type M à A pourrait aussi permettre de déterminer la nature du compagnon et ainsi de caractériser le système de manière plus complète.

### 6.6.4 Autres sources

Parmi les sources visées avec l'instrument VIMOS, 8 ne sont pas compatibles avec les sources X obtenues avec Chandra. Les sources VIMOS 20, 23, 32, 37<sub>1</sub>, 39<sub>1</sub>, 39<sub>2</sub>, 44 et 78 ne sont donc pas les contreparties des sources X détectées avec XMM-Newton. La source 37<sub>2</sub> est éventuellement compatible à une source X, mais aucun spectre VIMOS n'a pu être obtenu pour cette source à cause d'un décalage des masques lors de l'observation. Les sources VIMOS 5, 21, 35, 55 et CV2 sont en dehors du champ de vue de Chandra et restent donc des candidats contrepartie pour les sources X correspondantes. En particulier, la source VIMOS 21 présente une raie large vers 7 800 Å qui reste inexpliquée.

### 6.6.5 Sources radio dans le champ de vue

Les observations en radio avec le GMRT n'ont pas permis de détecter des sources dans le cœur de M 22. Les deux pulsars présents dans M 22 ont donc un flux inférieur au seuil de détection de nos observations GMRT. Freire *et al.* (2004) ont détecté un pulsar milliseconde dans NGC 1851 avec le GMRT. Les flux radio de cet objet sont de 5 mJy (325 MHz) et < 0,4 mJy (610 MHz). Si un tel pulsar se trouvait dans M 22, son flux serait de 72 mJy et < 5,7 mJy respectivement.

Cependant, nos observations à 235 MHz et 610 MHz ont une sensibilité limite de 120 mJy et 17,4 mJy respectivement (à  $3\sigma$ , voir §6.5.2), ce qui ne permet pas de détecter un pulsar de même luminosité que celui de NGC 1851.

À partir des sources radio de différents catalogues, je trouve 2 sources radio éventuellement associées à des sources XMM-Newton. La première est la source PMN J1836–2406 (GMRT 1). La deuxième source n’est détectée que dans le catalogue NVSS (Condon *et al.* 1998) à 1,4 GHz. Ces sources pourraient être des sources d’arrière plan (noyaux actifs de galaxie) ou des pulsars liés à l’amas. Elles sont situées en dehors du rayon de demi-masse de l’amas (à  $3-4 r_h$ ) donc, si ces sources sont liées à l’amas, elles ont peut être été éjectées du cœur lors d’interactions avec des membres plus massifs de l’amas globulaire. Le cas de deux pulsars possibles dans NGC 6752 qui auraient été éjectés est discuté par Colpi *et al.* (2002, 2003). Cependant, le taux de rencontre est relativement faible dans M 22. Des interactions de ce genre seraient exceptionnelles et une nature extragalactique pour ces sources radio et X semble plus probable. La source PMN J1836–2406 est détectée dans de nombreux catalogues radio, ce qui permet de calculer un indice spectral de 1,24 (Tableau 6.6). Cet indice est compatible avec l’émission synchrotron provenant d’un noyau actif de galaxie (p.ex. Kaiser 2005).

## 6.7 Conclusions

J’ai présenté dans ce chapitre une étude multi-longueurs d’onde de l’amas globulaire M 22. Parmi les 39 sources du champ de vue de Chandra, 20 sources X sont détectées à l’intérieur ou à proximité du rayon de demi-masse de M 22. Environ 3 seraient des sources d’arrière-plan, donc 17 sources sont probablement liées à l’amas, auxquelles on peut probablement ajouter CV2 (source XMM-Newton 40).

Webb *et al.* (2004) a proposé une liste de contreparties dans le visible de sources XMM-Newton qui ont été observées avec l’instrument VIMOS au VLT. À partir des spectres dans le visible des principales sources observées, il ressort que la source CV1 (associée à la source Chandra 2) est bien une variable cataclysmique dont nous avons estimé la période à 0,05 jours ou 1,2 h. Des observations avec l’instrument FORS1 du VLT permettront d’affiner cette estimation pour CV1. Les spectres FORS1 permettent aussi de confirmer que CV2 est bien une variable cataclysmique, peut-être une polaire intermédiaire, qui est très probablement la contrepartie de la source XMM-Newton 40. Les données FORS1 permettront de déterminer les périodes, le type spectral de la secondaire, la masse des composantes du système et le taux d’accrétion. Ces données pourront peut être permettre d’expliquer le déficit d’éruptions de nova naine dans les amas globulaires.

Les données radio obtenues au GMRT n’ont pas permis de détecter de nouveaux pulsars milliseconde dans le cœur de M 22. Elles ne permettent pas de contraindre la population de pulsars milliseconde dans M 22, qui pourraient avoir une luminosité radio plus faible que la limite de détection.

# Chapitre 7

## Conclusions et Perspectives

Au cours de cette thèse, des sources X faibles ont été étudiées dans les amas globulaires NGC 2808, NGC 4372 et M 22 avec les observatoires XMM-Newton et Chandra. Ce travail de recherche de sources X participe à un effort collectif et international entrepris avec les observatoires XMM-Newton et Chandra sur les amas globulaires galactiques afin de comprendre l'évolution dynamique de ces amas. XMM-Newton et Chandra ont été utilisés pour observer 28 et 50 amas globulaires galactiques, respectivement, sur les  $\sim 150$  connus (voir Annexe B). Ce programme d'observation continue encore actuellement avec 19 amas globulaires dont l'observation est programmée.

Cette thèse montre les avantages respectifs et la complémentarité des observatoires XMM-Newton et Chandra. Chandra, avec une meilleure résolution, est mieux adapté aux amas denses d'étoiles (voir §4.3). D'un autre côté, les spectres en énergie obtenus avec XMM-Newton, dont la surface de collection est inégale, sont d'une importance capitale pour comprendre la nature des sources X des amas globulaires (voir §4.2). Une étude X idéale d'un amas globulaire à ce jour doit donc utiliser ces deux observatoires : Chandra pour obtenir des coordonnées précises et déterminer des contreparties dans d'autres longueurs d'onde et XMM-Newton pour caractériser l'émission X des sources avec un modèle théorique (voir §4.4).

Cette thèse met l'accent sur l'étude multi-longueurs d'onde, afin de lever les ambiguïtés des caractéristiques X des sources faibles. Cette étude multi-longueurs d'onde a été faite notamment en recherchant des contreparties dans l'ultraviolet et en effectuant un suivi spectroscopique de contreparties dans le visible.

### 7.1 Principaux résultats

Les observations X ont permis de détecter 113, 10 et 39 sources en direction des amas globulaires NGC 2808, NGC 4372 et M 22, respectivement. Parmi ces sources, je trouve que 16, 0 et 18 sources sont statistiquement liées à ces amas globulaires. Elles sont situées préférentiellement à l'intérieur du rayon de demi-masse des amas. Ces sources sont principalement des binaires serrées. Cette population élevée de binaires aurait un rôle important à jouer dans le ralentissement de

l'effondrement dynamique du cœur de ces amas globulaires.

Une binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons a été détectée dans NGC 2808 et les observations indiquent qu'aucune source de ce type n'est présente dans M 22 et NGC 4372. Ces résultats sont en accord avec la corrélation observée entre le nombre de binaires X de faible masse et le taux de rencontre dans le cœur des amas globulaires. Ces objets semblent donc créés par des interactions dynamiques plutôt que par l'évolution d'une binaire primordiale.

Pour lever l'ambiguïté des observations X et identifier les autres types de sources, j'ai utilisé des observations multi-longueurs d'onde dans les domaines ultraviolet (photométrie), visible (photométrie et spectroscopie) et radio (interférométrie). Pour NGC 2808, 8 candidats variable cataclysmique sont détectés en X (et au maximum 15) et  $\sim 30$  en ultraviolet. Parmi ces candidats deux sont détectés en X et en ultraviolet. L'absence de source radio au cœur de NGC 2808 indique que la population de pulsars milliseconde est plus réduite que pour l'amas 47 du Toucan.

Un déficit possible de sources X détectées dans NGC 2808, par rapport aux sources X attendues dynamiquement, semble indiquer que le taux de rencontre n'est pas le seul paramètre intervenant dans la production de toutes les sources X, même si celui-ci serait un paramètre dominant pour les amas denses (Pooley & Hut 2006). Ce déficit pourrait provenir d'un déficit de variables cataclysmiques et d'un déficit de pulsars milliseconde par rapport au nombre attendu par formation dynamique. Les observations présentées dans cette thèse indiquent que la métallicité pourrait jouer un rôle non négligeable dans la formation et l'évolution des binaires serrées et pourrait influencer sur le nombre de sources X observées dans les amas globulaires.

Un excès de variables cataclysmiques avec un champ magnétique intermédiaire et un faible taux d'accrétion (ce qui suggère un excès de polaires intermédiaires), ou encore des masses de naines blanches plus élevées, ont été proposés pour expliquer le déficit d'éruptions de nova naine dans les amas globulaires (voir §2.6.4). Nous avons mis en œuvre différentes méthodes pour tenter de vérifier la nature des variables cataclysmiques dans les amas globulaires :

- Les données X et ultraviolet pour NGC 2808 nous donnent les informations nécessaires pour déterminer la nature des variables cataclysmiques et estimer la fraction de polaires intermédiaires. Cependant, les erreurs statistiques sont encore trop larges pour confirmer ou contredire ces hypothèses.
- Les observations en spectroscopie dans le visible de CV1 et CV2 permettent d'estimer la période orbitale, le type spectral de la secondaire, la masse des composantes du système, le taux d'accrétion et la présence d'un champ magnétique important. Le type de variable cataclysmique pourra être déduit de ces observations.

Enfin, d'autres sources d'énergie centrales ont été proposées pour retarder l'effondrement de cœur des amas globulaires, comme la présence d'un trou noir de masse intermédiaire. Les observations que je présente dans cette thèse permettent d'apporter une limite supérieure de quelques centaines de masses solaires si un tel objet se trouvait dans NGC 2808.

## 7.2 Travaux envisagés dans la continuité de la thèse

### 7.2.1 Étoiles à neutrons dans les amas globulaires

Les binaires X de faible masse (transitoires ou en quiescence) représentent la population la plus simple à détecter, car ces objets sont parmi les plus lumineux des sources X faibles des amas globulaires et leur spectre en quiescence est exceptionnellement mou. Une centaine d'objets sont attendus dans les amas globulaires galactiques et plus d'un tiers de ces objets auraient déjà été détectés (Pooley *et al.* 2003). Un programme pour détecter un grand nombre de binaires X de faible masse en quiescence est en cours (une trentaine d'amas globulaires observés avec Chandra, ou dont l'observation est programmée, avec une limite de détection de  $\sim 10^{31}$  erg s $^{-1}$ ). Ce travail permettra de mieux contraindre la corrélation entre le nombre de ces objets et le taux de rencontre dans chaque amas et éventuellement d'observer une dépendance avec la métallicité du milieu.

Les observations Chandra ne permettront cependant pas de déterminer la masse et le rayon de ces objets. Il serait alors judicieux d'observer avec XMM-Newton un échantillon de binaires X de faible masse en quiescence parmi celles qui seront détectées avec Chandra. Le spectre en énergie permet en effet de contraindre la masse et le rayon de l'étoile à neutrons (en ajustant un modèle d'atmosphère d'hydrogène) et donc de contraindre l'équation d'état de la matière condensée. La distance et l'absorption sont relativement bien connues pour les amas globulaires, ce qui permet de mieux estimer les autres paramètres du modèle par rapport à d'autres sources en dehors des amas. Trois binaires X de ce type ont été observées avec XMM-Newton (Oméga du Centaure, M 13 et NGC 2808) et ont apporté de telles contraintes (Webb & Barret 2007). Cet échantillon doit donc être élargi, en visant prioritairement les binaires X de faible masse suffisamment isolées (à au moins 15'' d'une source de même luminosité, voir les spectres de C1 et C2 dans NGC 2808 §4.2.5.2), dans les amas proches (pour limiter le temps d'observation) et avec peu d'absorption (qui affecte le spectre dans la partie molle). En prenant un modèle d'atmosphère d'hydrogène pour une étoile à neutrons à 10 kpc (modèle *nsatmos* dans *Xspec*), une observation de 100 ks est nécessaire afin d'obtenir un spectre contenant  $\sim 1\,000$  coups avec le détecteur PN de XMM-Newton dans la bande d'énergie 0,2–8 keV. De plus le spectre en énergie permettra de contraindre la composante d'émission plus dure associée à une accréation résiduelle. Il semble que dans les amas globulaires cette accréation résiduelle soit en général très faible (Heinke *et al.* 2003b). Cette accréation résiduelle pourrait être liée au taux de resserrement de la binaire et son estimation pourrait être un moyen de contraindre les mécanismes de freinage de la binaire (Banerjee & Ghosh 2006).

Les pulsars milliseconde sont importants à identifier car ils sont le résultat probable de l'évolution des binaires X de faible masse. Leur nombre indique donc l'efficacité de formation dynamique de ces binaires dans le passé. Pour les détecter, il est important de faire jouer la complémentarité des observations X et radio. Les méthodes de recherche de pulsars milliseconde qui traquent les pulsations dans le signal radio permettent d'obtenir des coordonnées précises à partir de grandes antennes (Green Bank, Parkes, Arecibo, voir §2.8.3). Sinon le recours à l'interférométrie est néces-

saire (GMRT, VLA, ATCA par exemple), cependant il est nécessaire d'effectuer des observations suffisamment profondes (trois fois plus que pour M 22 avec le GMRT, §6.5) afin de détecter d'éventuels pulsars milliseconde. Il paraît plus judicieux d'utiliser des fréquences faibles où l'émission attendue d'un pulsar milliseconde est plus importante ( $\sim 300$  MHz, Freire *et al.* 2004). Nous avons observé trois amas avec le GMRT en même temps que M 22 (M 55, NGC 3201 et NGC 6366). Comme ces amas sont plus éloignés que M 22, ces observations ne permettront de détecter des pulsars milliseconde que s'il sont particulièrement brillants (par exemple le pulsar brillant dans M 28, 40 mJy à 400 MHz<sup>1</sup>, Manchester *et al.* 2005). NGC 2808 pour lequel aucun pulsar n'a encore été détecté pourrait être à nouveau la cible d'observations dédiées à la recherche de pulsations courtes. Sa position dans l'hémisphère sud ne permet pas à l'antenne Green Bank de le sonder, ce qui limite les observatoires possibles aux télescopes australiens (ATCA, Parkes).

Les sursauts gamma courts ont comme précurseurs possibles les binaires compactes contenant deux étoiles à neutrons (p.ex. Salvaterra *et al.* 2008). Ces objets pourraient être présents dans les amas globulaires. Le suivi des sursauts gamma dans le visible, qui nécessite de pointer des télescopes au sol dans les minutes qui suivent la détection en gamma, permet d'obtenir des coordonnées suffisamment précises pour éventuellement associer certains sursauts gamma courts avec des amas globulaires extragalactiques (Salvaterra *et al.* 2008 ; Ramirez-Ruiz 2008). Une corrélation entre les sursauts gamma courts et les amas globulaires permettrait donc de confirmer les systèmes doubles d'étoiles à neutrons comme progéniteurs de ces sursauts gamma. Les observatoires Swift (Gehrels *et al.* 2004) et bientôt SVOM (prévu pour 2014, Schanne 2008), permettent un tel suivi.

Les binaires compactes contenant deux étoiles à neutrons seraient aussi des émetteurs d'ondes gravitationnelles (par perte de moment angulaire). La détection de telles sources permettrait de les avoir pour cible avec les observatoires LIGO (Sintes & the LIGO Scientific Collaboration 2008), Virgo (Acernese *et al.* 2008) et bientôt LISA (Araújo *et al.* 2007). LISA, en particulier, aura une résolution angulaire de quelques minutes d'arcs, ce qui permettrait d'associer d'éventuelles sources d'ondes gravitationnelles avec les amas globulaires galactiques Babak *et al.* (2008).

## 7.2.2 Variables cataclysmiques dans les amas globulaires

Les questions ouvertes sur les variables cataclysmiques dans les amas globulaires concernent leur mode de formation (formées par interactions dynamiques ou primordiales ? en quelles proportions ?) et le déficit d'éruptions de nova naine (voir §2.6.4). Ces questions sont d'ailleurs peut-être liées. Les amas globulaires étant particulièrement vieux, on peut s'attendre à trouver un grand nombre de systèmes doubles dégénérés (AM CVn) et de systèmes à période courte (voir §2.6.2.4). La population de variables cataclysmiques pourrait donc être très différente de celle trouvée dans la galaxie.

Pour aborder ces questions, il semble tout d'abord nécessaire de continuer les observations X d'amas globulaires. Des observations X supplémentaires ou plus profondes permettront d'augmen-

<sup>1</sup><http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>

ter le nombre d'objets identifiés au cœur des amas globulaires et donc d'étudier des populations plus complètes. J'ai participé à des demandes de temps acceptées pour des observations XMM-Newton de M 69 (83 ks disponible) et Chandra de NGC 6681 (70 ks). Ces observations permettront de poursuivre la détection de sources X faibles dans les amas globulaires jusqu'à des luminosités de  $\sim 1 \times 10^{31}$  et  $\sim 7 \times 10^{30}$  erg s $^{-1}$ , respectivement, ce qui permettra de détecter les variables cataclysmiques les plus lumineuses. M 69 est un amas qui a une concentration et un taux de rencontre proche de M 22. Il semble contenir plusieurs sources X d'après les images préliminaires et éventuellement une binaire X de faible masse en quiescence d'après son taux de rencontre. Pour NGC 6681, des données profondes en ultraviolet avec le Télescope Spatial Hubble sont disponibles (4 fois plus de temps d'observation que pour NGC 2808 pour une distance équivalente, ce qui améliorera les données d'une magnitude). Ces données permettront d'avoir un échantillon de variables cataclysmiques plus complet en ultraviolet. L'étude de NGC 6681 en ultraviolet et en X est un moyen de mieux contraindre les différents types de variables cataclysmiques par leurs propriétés dans ces longueurs d'onde, comme je l'ai entrepris pour NGC 2808. Cette estimation des différents types de variables cataclysmiques, en particulier la proportion de polaires intermédiaires, permettra de mieux comprendre le déficit d'éruptions de nova naine dans les amas globulaires.

Il semble aussi nécessaire de caractériser quelques systèmes individuellement parmi les sources X faibles. En effet, afin de déterminer la fraction de chaque type de variable cataclysmique, une information sur la période orbitale est nécessaire (par étude des variations de vitesse radiale ou des variations photométriques). Les observations spectroscopiques dans le visible permettent de contraindre le type de compagnon, la masse et la nature magnétique de la naine blanche et le taux d'accrétion du système. Ces informations permettront donc de s'attaquer à la question de l'origine du déficit d'éruptions de nova naine dans les amas globulaires. Les variables cataclysmiques CV1 et CV2 dans M 22 sont le point de départ de la constitution d'un échantillon qui doit être agrandi pour devenir statistiquement significatif, afin d'arriver à des conclusions générales sur les amas globulaires. Une variable cataclysmique détectée en éruption dans M 55 (Kaluzny *et al.* 2005) pourrait être étudiée de la même façon, car M 55 est proche et relativement peu dense, comme M 22. Des spectres de variables cataclysmiques ont déjà été obtenus par Shara *et al.* (1990, dans M 5, M 14 et M 30). Ces sources pourraient donc être suivies en spectroscopie pour en déduire leur période et leurs autres caractéristiques. Un total de 12 novae naines a été détecté par leurs éruptions dans 7 amas globulaires (Pietrukowicz *et al.* 2008), dont certaines ont des périodes connues. Lorsque la densité de sources le permet, ces objets pourraient être suivis en spectroscopie. De plus, une vingtaine de candidats variable cataclysmique sont proposés dans 47 du Toucan (Edmonds *et al.* 2003a,b), dont la moitié ont des périodes estimées. Toutes ces informations peuvent compléter nos connaissances sur les périodes de variables cataclysmiques dans les amas globulaires.

Les binaires dégénérées contenant deux naines blanches ont une faible luminosité dans toutes les longueurs d'onde par rapport aux autres sources des amas globulaires. Ces objets pourraient être des sources d'ondes gravitationnelles et leur détection en X permettrait aux observatoires LIGO, Virgo ou LISA de les avoir comme cibles.



### 7.2.3 Binaires actives dans les amas globulaires

Pour caractériser les binaires actives en X, une limite de détection de  $\sim 10^{29}$  erg s $^{-1}$  doit être atteinte. Une telle profondeur peut être atteinte en  $\sim 1\,000$  ks d'observation Chandra ou XMM-Newton pour un amas situé à 4 kpc. L'amas 47 du Toucan (4,5 kpc) a été observé à cette profondeur et les amas M 4 et NGC 6397, plus proches, sont aussi observés profondément (voir Annexe B). Une telle profondeur permet aussi de détecter une population de variables cataclysmique plus complète.

Ce genre de projet d'observation profonde serait possible pour l'amas M 22 avec XMM-Newton (car la résolution est suffisante et l'amas suffisamment proche, à 3,2 kpc) ou Chandra. Pour cet amas, il est de plus possible d'effectuer un suivi spectroscopique dans le visible comme cela est démontré par l'étude de CV1 et CV2. Le temps nécessaire pour descendre à une luminosité limite de  $\sim 10^{29}$  erg s $^{-1}$  serait alors de 200 ks avec XMM-Newton, ou 260 ks avec Chandra. Cette observation permettrait d'une part le suivi en X des variables cataclysmiques CV1 et CV2 en X et d'autre part de sonder la population de binaires actives. Une question principale à aborder est l'origine de ces binaires serrées : sont-elles créées par rencontres ? sont-elles primordiales ? Les réponses permettront éventuellement de faire le lien entre cette population de binaires serrées et l'évolution dynamique des amas moins denses, pour lesquels peu de binaires X de faible masse et de variables cataclysmiques sont détectées.

### 7.2.4 Lien avec les autres sujets de recherche sur les amas globulaires

Si les sources X semblent bien être le résultat d'interactions dynamiques au cœur des amas globulaires, il est encore difficile de quantifier leur rôle dans l'évolution dynamique globale de l'amas globulaire. Les binaires serrées détectables en X sont-elles une source d'énergie suffisante pour retarder l'effondrement des amas globulaires ? Est-ce la seule source d'énergie, ou faut-il prendre en compte d'autres mécanismes ?

Il paraît important d'essayer de relier les observations X des amas globulaires aux autres domaines de recherche concernant les amas globulaires. Tous ces travaux ont en effet l'objectif commun de comprendre l'évolution dynamique des amas globulaires à partir de différentes caractéristiques observationnelles.

En premier lieu, il faut systématiquement comparer les observations X aux simulations de l'évolution des amas globulaires afin d'apporter des contraintes supplémentaires. Les observations permettent en effet de faire ressortir les mécanismes principaux en jeu, comme par exemple le taux de rencontre pour la production de binaires X de faible masse dans les amas globulaires. De plus, les simulations ne sont valables que si elles rendent compte des observations. Lorsque c'est le cas, les simulations permettent alors d'avancer ou de réfuter des mécanismes d'évolution. Ces domaines sont donc complémentaires et riches en conclusions.

D'autres études observationnelles concernant les amas globulaires apportent des informations qui pourraient être liées à la population de sources X qui partage cet environnement :

- La métallicité des étoiles, notamment l’anticorrélation Na-O (p.ex. Carretta *et al.* 2006).
- L’existence de plusieurs générations d’étoiles (p.ex. Piotto *et al.* 2007).
- La morphologie de la branche horizontale (p.ex. Harris 1974).
- La présence de traînardes bleues, spécifiques aux amas et qui seraient produites majoritairement par coalescence d’étoiles (p.ex. Glebbeek & Pols 2007)

Ces particularités sont liées aux conditions physiques qui règnent dans les amas globulaires : la faible métallicité par rapport à l’environnement du Soleil et le fort taux de rencontre. Faire le lien entre ces observations permettrait ainsi de mieux comprendre l’évolution dynamique des amas globulaires et de contraindre l’origine même des amas globulaires (formation avant la galaxie ? lors de rencontres entre galaxies ?), qui doivent laisser des traces dans les populations d’étoiles des amas.

Par exemple, De Marchi *et al.* (2007) pose la question de l’évolution après effondrement des amas globulaires. En effet, les amas peu denses pourraient être des systèmes déjà effondrés qui ont perdu une grande partie de leur population d’étoiles de faible masse. Une telle évolution dynamique pourrait laisser des traces dans le nombre et la distribution des sources X de ces amas globulaires. L’étude de distributions de sources X dans les amas sélectionnés par De Marchi *et al.* (2007), en les utilisant comme traceurs de la dynamique de l’amas, pourrait apporter une réponse à leur question : est-ce que les amas peu denses sont déjà effondrés ?

### 7.2.5 Comparer les sources des amas globulaires et les sources galactiques

Le nombre d’éruptions de nova naine dans les amas globulaires semble sensiblement inférieur au nombre dans la Galaxie. Ceci pourrait indiquer que la population de variables cataclysmiques est affectée par les conditions régnant dans les amas globulaires. Des comparaisons directes de deux populations (Galaxie et amas globulaires) pourraient permettre de répondre à ce problème.

L’étude des sources X faibles galactiques doit être approfondie, afin de comparer leurs propriétés à leurs homologues dans les amas globulaires. Cela passe par l’observation de nouvelles variables cataclysmiques ou candidats variable cataclysmique. Ma demande d’observation XMM-Newton d’un candidat polaire intermédiaire (V4742 Sgr) a été acceptée et devrait permettre de faire grandir cette famille de variables cataclysmiques en identifiant les périodes caractéristiques de ces objets (période orbitale et période de rotation de la naine blanche). Le catalogue des sources XMM-Newton (2XMM, voir §3.2.3) contient des sources non-identifiées, dont certaines pourraient être de nouvelles variables cataclysmiques. Par des critères de sélection dans ce catalogue, de nouveaux candidats pourraient ressortir. Cette méthode de recherche a l’avantage d’être la même que pour les amas globulaires, où la majorité des variables cataclysmiques sont détectées en X.

Je vais m’investir après la thèse dans le projet ChaMPlane (*Chandra Multiwavelength Plane* Grindlay *et al.* 2005), qui vise à identifier les sources X du disque galactique afin de mieux caractériser les populations de variables cataclysmiques et d’étoiles à neutrons (isolées ou en binaires). Ce projet est basé sur 105 pointages Chandra à des latitudes galactiques inférieures à  $10^\circ$ . Des

observations dans le visible et l'infrarouge proche ont été menées pour l'identification des sources, ainsi qu'un suivi spectroscopique. Ce projet permettra donc d'identifier les sources X faibles de la Galaxie, comme je l'ai fait au cours de cette thèse pour les sources X faibles des amas globulaires. Ces efforts visent entre autre la comparaison des deux populations de variables cataclysmiques en vue d'expliquer une possible singularité des variables cataclysmiques des amas globulaires.

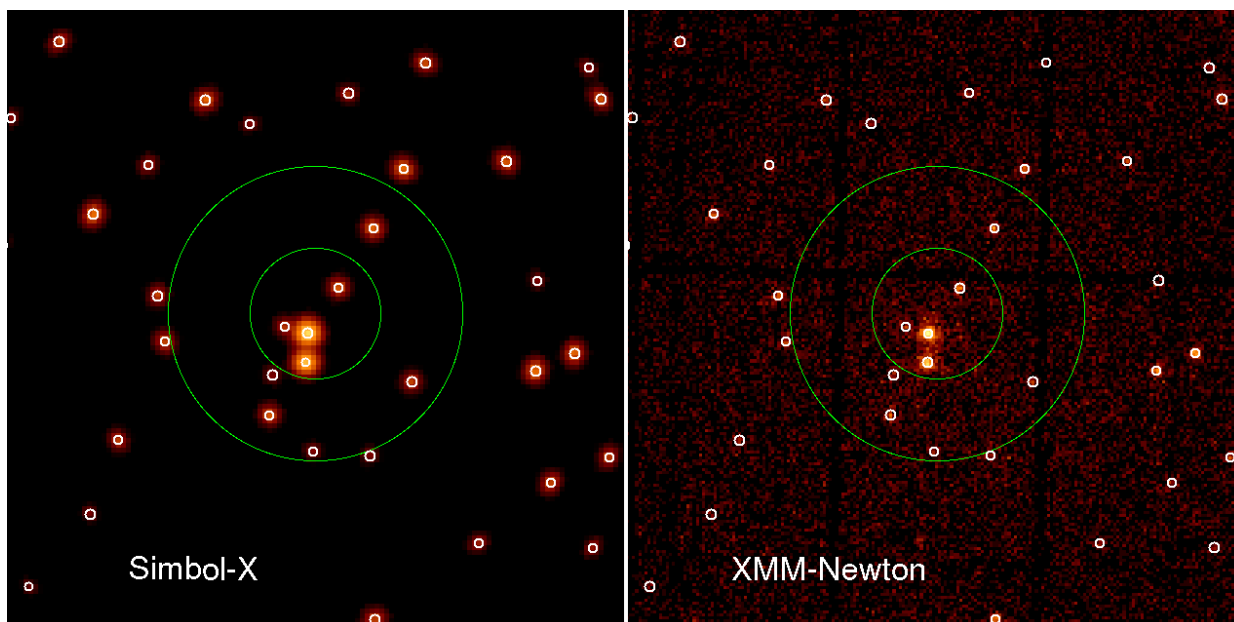
### 7.2.6 Instruments futurs

Les observations d'amas globulaires représentent un défi technologique. L'éloignement et la densité de sources poussent les instruments d'observation actuels à leur limite en résolution angulaire et en sensibilité. Il semble que les sources X détectées ne représentent pour l'instant qu'une infime partie des sources X présentes dans les amas globulaires d'après les simulations. Une avancée technologique est donc nécessaire pour sonder encore plus efficacement les amas globulaires.

Le projet Simbol-X (prévu pour 2013, Ferrando *et al.* 2008) ouvrira une fenêtre sur les énergies de 10 à 70 keV avec une sensibilité accrue par rapport à RXTE (facteur 50 à 40 keV) et Integral (facteur 100 à 40 keV) et comparable à XMM-Newton à 10 keV. Par contre, la résolution angulaire sera sans doute moins précise que celle de XMM-Newton ( $< 20''$ ). Cet instrument permettra l'étude des sources X des amas globulaires jusqu'à des flux de  $\sim 10^{-14}$  erg s $^{-1}$  cm $^{-2}$  (0,5–8 keV) en une observation de 100 ks (Ferrando *et al.* 2008). Les sources principales de M 22 (CV1 et CV2 en particulier) pourraient donc être observées afin de contraindre leur émission à plus haute énergie et donc les mécanismes responsables de cette émission (chocs aux pôles magnétiques, couche limite, couronne, ...). Nous avons effectué une simulation du champ de vue de M 22 (Figure 7.1) qui confirme que les sources centrales découvertes par XMM-Newton sont bien résolues avec Simbol-X (code de M. Chauvin, CESR). La résolution et la sensibilité ne seront cependant pas suffisantes pour découvrir de nouvelles sources dans les amas globulaires.

Le projet d'observatoire X international (IXO) en est à ses débuts (convergence de XEUS, projet de l'ESA et Constellation-X, projet de la NASA, avec une contribution japonnaise de la JAXA). Constellation-X prévoyait une résolution angulaire de l'ordre de  $\sim 4''$  (Petre *et al.* 2007) et XEUS de  $\sim 2''$  (Bavdaz *et al.* 2006). Cet observatoire pourra donc prendre la suite des observations XMM-Newton des amas peu denses en étendant la bande d'énergie accessible de 0,5 à 40 keV, ce qui permettra en particulier de mieux comprendre l'émission dure de certaines variables cataclysmiques et des pulsars milliseconde qui présentent une émission dure. La résolution angulaire inférieure à la seconde d'arc de Chandra et qui est nécessaire à l'étude des sources X faibles des amas globulaires les plus denses, ne sera par contre pas atteinte d'après les spécifications actuelles des futurs instruments X.

Le Télescope Spatial James Webb (Gardner *et al.* 2006) permettra des observations en infrarouge (0,6 à 29  $\mu$ m) avec un champ de vue d'environ  $10'$  et une résolution angulaire jamais atteinte, inférieure à  $0,1''$ . Cet instrument permettra donc de sonder les cœur des amas dans le visible (même des plus denses comme 47 du Toucan) à la recherche de contreparties des sources X. Cette



**FIG. 7.1** – Simulation d’une observation Simbol-X de M 22. L’image Simbol-X simulée est à gauche et l’image XMM-Newton est présentée à droite pour comparaison. L’image simulée correspond à une observation d’environ 100 ks. Sur les deux images, les sources XMM-Newton qui ont été utilisées pour la simulation sont indiquées par des cercles blancs. Les rayons de demi-masse et de cœur de M 22 sont indiqués par des cercles verts.

recherche pourra se faire par la détection de sources variables et par l’utilisation de diagrammes couleur–magnitude en infrarouge.

Parmi les instruments de deuxième génération du VLT, MUSE (prévu pour 2012 Bacon *et al.* 2006) est une caméra multi-intégrale de champ qui permettra d’obtenir de nombreux spectres dans un même champ de vue de  $1' \times 1'$  avec des pixels de  $0,2''$ . De plus, cet instrument bénéficiera d’une correction par optique adaptative des distorsions d’images dues aux perturbations atmosphériques, ce qui permettra d’atteindre des résolutions angulaires de l’ordre de quelques dixièmes de seconde d’arc. Pour un amas comme M 22 (peu dense), il est déjà possible d’obtenir un spectre d’une variable cataclysmique au cœur de l’amas avec un *seeing* inférieur à  $1''$ , comme cela a été montré avec les instruments VIMOS et FORS1. Une observation avec MUSE permettra donc de sonder le cœur d’amas similaires à M 22 pour chercher des objets avec une forte émission  $H\alpha$ , comme par exemple les variables cataclysmiques.

Les observations futures d’amas globulaires seront donc riches. Elles permettront de prolonger les observations actuelles en relevant le défi technologique perpétuel imposé par la densité extrême en étoiles des amas globulaires.



# Annexe A

## Paramètres des amas étudiés

Cette Annexe regroupe les paramètres fondamentaux des amas étudiés, ainsi que des amas utilisés pour comparaison (Table A.1). Les amas listés ici sont repérés sur la Figure 1.2 qui montre la distribution des amas globulaires autour du centre galactique.

L'âge de ces amas globulaires est aussi indiqué dans le tableau, mais il doit être interprété avec une grande prudence, car l'estimation de l'âge absolu des amas globulaires est soumis à de nombreuses incertitudes sur les mesures et sur les modèles (p.ex. Carretta *et al.* 2000 ; Gratton *et al.* 2003 ; Rakos & Schombert 2005 ; De Angeli *et al.* 2005). Il est toutefois important de remarquer que cet âge est plus grand que le temps de relaxation à  $r_h$  (Table A.1), ces amas sont donc *a priori* tous relaxés.

**TAB. A.1** – Paramètres des amas globulaires étudiées (Harris 1996, mise à jour en février 2003). La masse est calculée par la relation  $M/M_{\odot} = 3 \times 10^{0.4(M_v^{\odot} - M_v)}$  à partir de la magnitude visuelle absolue (Forestini 1999). L'âge vient de Rakos & Schombert (2005), sauf pour NGC 2808 dont l'âge vient de Santos & Piatti (2004).

Paramètre	Unité	NGC 2808	NGC 4372	NGC 6656 M 22	NGC 104 47 Tuc	NGC 5139 $\omega$ Cen
Ascension droite (J2000)		$9^h 12^m 02,6^s$	$12^h 25^m 45,4^s$	$18^h 36^m 24,2^s$	$00^h 24^m 05,2^s$	$13^h 26^m 45,9^s$
Déclinaison (J2000)		$-64^{\circ} 51' 47''$	$-72^{\circ} 39' 33''$	$-23^{\circ} 54' 12''$	$-72^{\circ} 04' 51''$	$-47^{\circ} 28' 37''$
Distance	[kpc]	9,6	5,8	3,2	4,5	5,3
Rayon de cœur, $r_c$	[']	0,26	1,75	1,42	0,40	1,40
Rayon de demi-masse, $r_h$	[']	0,76	3,90	3,26	2,79	4,18
Rayon de marée, $r_t$	[']	15,55	34,82	28,97	42,86	57,03
Concentration, $\log(r_t/r_c)$		1,77	1,30	1,31	1,27	1,61
$r_c/r_h$		0,34	0,45	0,44	0,14	0,33
Magnitude visuelle relative		6,20	7,24	5,10	3,95	3,68
Magnitude visuelle absolue		-9,39	-7,779	-8,50	-9,42	-10,29
Masse	$[M_{\odot}]$	$1,46 \times 10^6$	$3,08 \times 10^5$	$6,44 \times 10^5$	$1,50 \times 10^6$	$3,35 \times 10^6$
Métallicité	[Fe/H]	-1,15	-2,09	-0,96	-0,76	-1,62
Temps de relaxation à $r_h$	$[10^9 \text{ ans}]$	1,35	3,89	1,66	3,02	10,00
Âge	$[10^9 \text{ ans}]$	10,7	12,7	12,5	11,1	11,8

## Annexe B

# État des observations XMM-Newton et Chandra des amas globulaires

L'observatoire XMM-Newton a été utilisé pour observer 28 amas globulaires galactiques (Tableau B.1), dont 4 ne sont pas centrés sur le champ de vue (une autre source était visée) : NGC 1261, NGC 6266, NGC 6522 et 2MASS-GC01. Parmi ces observations, 9 jeux de données ont été publiés. L'amas NGC 6637 (M 69) a été observé récemment et permettra d'étudier. Certains amas ne sont pas la cible des observations, mais tombent par chance dans le champ de vue de XMM-Newton (NGC 1261, NGC 6266, NGC 6522 et 2MASS-GC1).

Chandra a été utilisé pour observer 50 amas globulaires (Tableau B.2), dont 12 récemment (données encore privées). De plus, 19 observations sont programmées. Ces dernières observations sont ou seront assez courtes ( $\sim 10$  à  $20$  ks) et sont destinées à détecter des binaires X de faible masse en quiescence. L'amas NGC 6681 (M 70) sera observé pendant 70 ks pour étudier la population de variables cataclysmiques. Les observations profondes de 47 du Toucan n'ont pas encore été étudiées complètement.

Certains possèdent une source brillante ou transitoire au centre (indiqué dans la colonne  $n_{trans}$ , Tableaux B.1 et B.2), qui peut empêcher de détecter les sources plus faibles.



**TAB. B.1** – Liste des observations d’amas globulaires avec XMM-Newton. Sont indiqués : le nom de l’amas ; le temps d’observation cumulé  $t_{obs}$  en [ks] de toutes les observations disponibles ; le nombre  $n_{trans}$  de sources brillantes et/ou transitoires ; le nombre  $n_{rh}$  de source dans le rayon de demi-masse ; le nombre  $n_{bkg}$  de source d’arrière plan estimé dans le rayon de demi-masse ; le nombre de pulsars milliseconde détectés en radio  $n_{MSPR}$  ; la masse de l’amas en  $10^6 M_{\odot}$  suivant la relation  $M/M_{\odot} = 3 \times 10^{0.4(M_v^{\odot} - M_v)}$  où  $M_v$  est la magnitude visuelle absolue ; la distance en [kpc] ; le taux de rencontre  $T_{col}$  proportionnel à  $\rho_0^{1.5} r_c^2$  indiqué en pourcentage de la valeur pour NGC 6388 (valeur maximale) ; la métallicité [Fe/H] ; la référence de l’observation si les données ont été publiées.

Nom	$t_{obs}$	$L_{lim}$	$n_{trans}$	$n_{rh}$	$n_{bkg}$	$n_{MSPR}$	Masse	Dist.	$T_{col}$	[Fe/H]	Référence
NGC 1261	13						0.341	16.4	0.85	−1.35	
NGC 1851	24		1			1	0.551	12.1	37.89	−1.22	Juett 05
NGC 2808	42	$2,0E + 31$		5	0		1.423	9.6	38.56	−1.15	Servillat 08
NGC 3201	85	$6,0E + 30$		4	3		0.254	5.0	0.42	−1.58	Webb 06
NGC 4372	30	$1,0E + 32$		0	0		0.329	5.8	0.11	−2.09	Servillat 08
NGC 5139 $\omega$ Cen	94	$6,0E + 30$		28	10		3.351	5.3	1.98	−1.62	Gendre 03
Pal 5	28		1				0.030	23.2	0.00	−1.41	
NGC 6205      M 13	36	$2,4E + 31$		6	1	5	0.775	7.7	2.68	−1.54	Gendre 03
NGC 6266      M 62	83					6	1.217	6.9	59.55	−1.29	
NGC 6304	13			2			0.217	6.0	4.60	−0.59	
NGC 6366	81	$2,3E + 31$		1	1		0.052	3.6	0.14	−0.82	Gendre 04 Thèse
NGC 6388	49						2.173	10.0	100.00	−0.60	Nucita 07
NGC 6440	15		1			6	0.811	8.4	74.66	−0.34	
NGC 6441	78		1			4	1.574	11.2	79.96	−0.53	Díaz Trigo 06
Terzan 6	14		1				0.300	11.7	33.57	−0.50	
NGC 6522	45					3	0.300	7.8	10.56	−1.44	
NGC 6540	116						0.036	3.7	7.04	−1.20	
2MASS-GC01	68							3.6		−1.20	

Nom	$t_{obs}$	$L_{lim}$	$n_{trans}$	$n_{rh}$	$n_{bkg}$	$n_{MSPR}$	Masse	Dist.	$T_{col}$	[Fe/H]	Référence
NGC 6553	28	$5,0E+30$	1	6	1	2	0.403	6.0	8.20	-0.21	Webb 04
NGC 6637 M 69	83						0.261	9.1	3.74	-0.70	
NGC 6652	64						0.109	10.1	2.43	-0.96	
NGC 6656 M 22	41						0.644	3.2	4.48	-1.64	
NGC 6681 M 70	10						0.179	9.0	7.15	-1.51	
NGC 6712	66	$5,0E+30$	1	5	4	8	0.257	6.9	1.62	-1.01	Webb 06
NGC 6809 M 55	26						0.269	5.3	0.27	-1.81	
NGC 7078 M 15	86						1.194	10.3	45.97	-2.26	
NGC 7089 M 2	32						1.040	11.5	8.15	-1.62	
NGC 7492	120						0.052	25.8	0.01	-1.51	

**TAB. B.2** – Liste des observations d’amas globulaires avec Chandra. Mêmes paramètres que le Tableau B.1.

Nom		$t_{obs}$	$L_{lim}$	$n_{trans}$	$n_{rh}$	$n_{bkg}$	$n_{MSPR}$	Masse	Dist.	$T_{col}$	[Fe/H]	Reference
NGC 104	47 Tuc	1248	$4,0E+29$	1	300	70	23	1.504	4.5	34.85	-0.76	Heinke 05
NGC 288		56	$7,0E+30$		11	4		0.112	8.8	0.07	-1.24	Kong 06
NGC 362		80						0.588	8.5	22.03	-1.16	
NGC 1851		19					1	0.551	12.1	37.89	-1.22	Homer 01
NGC 2808		57	$1,0E+31$		16	1	0	1.423	9.6	38.56	-1.15	Servillat 08
NGC 5024	M 53	25					1	0.826	17.8	1.12	-1.99	
NGC 5139	$\omega$ Cen	69	$1,3E+31$		46			3.351	5.3	1.98	-1.62	Rutledge 02, Gendre 03
NGC 5272	M 3	30					4	0.957	10.4	4.53	-1.57	
NGC 5904	M 5	45					5	0.857	7.5	5.47	-1.27	
NGC 6093	M 80	49				19	1		0.502	10.0	23.38	-1.75

Nom	$t_{obs}$	$L_{lim}$	$n_{trans}$	$n_{rh}$	$n_{bkg}$	$n_{MSPR}$	Masse	Dist.	$T_{col}$	[Fe/H]	Reference
NGC 6121 M 4	120	$1,0E + 29$		31	6	1	0.195	2.2	1.35	-1.20	Bassa 04
NGC 6144	55						0.169	8.5	0.07	-1.75	
NGC 6205 M 13	55					5	0.775	30.4	41.84	-1.54	
NGC 6218 M 12	27						0.217	4.9	0.66	-1.48	
NGC 6266 M 62	63					6	1.217	6.9	59.55	-1.29	
NGC 6293	33						0.329	8.8	9.85	-1.92	
NGC 6341 M 92	53						0.489	8.2	7.29	-2.28	
Terzan 2	26		1				0.033	8.7	0.48	-0.40	
NGC 6366	22	$4,0E + 30$		5	3		0.052	3.6	0.14	-0.82	Bassa 08
Liller 1	15		1				0.289	9.6	33.69	0.22	
Terzan 1	23	$2,0E + 31$	1	14	2		0.005	5.6	0.01	-1.30	Cackett 06
NGC 6388	45	$9,0E + 31$		14			2.173	10.0	100.00	-0.60	Nucita 07
NGC 6397	343	$3,0E + 29$		25	5	1	0.115	2.3	3.30	-1.95	Grindlay 01
Terzan 5	89	$3,0E + 31$	1	50		33	0.374	8.7	67.39	0.00	Heinke 06
NGC 6440	51		1	24		6	0.811	8.4	74.66	-0.34	Pooley 02
NGC 6441	37		1			4	1.574	11.2	79.96	-0.53	Homer 02
Terzan 6	10		1				0.300	11.7	33.57	-0.50	
NGC 6522	97					3	0.300	7.8	10.56	-1.44	
NGC 6544	16					2	0.108	2.7	5.79	-1.56	
NGC 6626 M 28	329	$7,0E + 30$		19		12	0.551	5.6	18.13	-1.45	Becker 03
NGC 6652	7	$8,0E + 32$	1	3			0.109	10.1	2.43	-0.96	Heinke 01
NGC 6656 M 22	16					2	0.644	3.2	4.48	-1.64	
NGC 6715 M 54	60	$1,0E + 32$		7			2.589	26.8	45.26	-1.58	Ramsay 06
NGC 6752	68					5	0.317	4.0	8.07	-1.56	
NGC 6809 M 55	34	$4,0E + 30$		16	8		0.269	5.3	0.27	-1.81	Bassa 08

Nom		$t_{obs}$	$L_{lim}$	$n_{trans}$	$n_{rh}$	$n_{bkg}$	$n_{MSPR}$	Masse	Dist.	$T_{col}$	[Fe/H]	Reference
NGC 6838	M 71	53	3,0E + 31	2	4	13	1	0.043	4.0	0.18	−0.73	Hannikainen 05 Lugger 07
NGC 7078	M 15	31					8	1.194	10.3	45.97	−2.26	
NGC 7099	M 30	50					2	0.241	8.0	6.30	−2.12	
Observés récemment, données privées												
Pal 2		10						0.410	27.6	14.42	−1.30	
NGC 5824		11						0.881	32.0	18.83	−1.85	
NGC 6256		10						0.066	8.4	7.54	−0.70	
NGC 6304		5						0.217	6.0	4.60	−0.59	
Pal 10		11						0.053	5.9	3.06	−0.10	
NGC 7089	M 2	11						1.040	11.5	8.15	−1.62	
NGC 1904	M 79	10						0.357	12.9	3.21	−1.57	
NGC 5286		13						0.713	11.0	13.78	−1.67	
NGC 6139		18						0.566	10.1	14.71	−1.68	
NGC 6402	M 14	12						1.040	9.3	4.00	−1.39	
NGC 6528		12						0.152	7.9	6.69	−0.04	
NGC 5927		8						0.338	7.6	4.90	−0.37	
Observations planifiées												
NGC 5946		25						0.281	10.6	3.04	−1.38	
NGC 6325		18						0.223	8.0	5.46	−1.17	
NGC 6333	M 9	9						0.422	7.9	4.72	−1.75	
NGC 6342		16						0.097	8.6	1.99	−0.65	
NGC 6355		23						0.252	9.5	4.52	−1.50	
FR 1767		10						0.019	1.5		−1.20	
NGC 6401		11						0.286	10.5	7.33	−0.98	
NGC 6453		22						0.169	9.6	4.09	−1.53	

Nom	$t_{obs}$	$L_{lim}$	$n_{trans}$	$n_{rh}$	$n_{bkg}$	$n_{MSPR}$	Masse	Dist.	$T_{col}$	[Fe/H]	Reference
Terzan 9	17						0.010	6.5	0.11	−2.00	
NGC 6517	26						0.526	10.8	19.94	−1.37	
NGC 6539	14						0.536	8.4	4.17	−0.66	
NGC 6540	5						0.036	3.7	7.04	−1.20	
NGC 6553	5						0.403	6.0	8.20	−0.21	
NGC 6558	12						0.098	7.4	1.72	−1.44	
NGC 6569	11						0.364	10.7	5.15	−0.86	
NGC 6638	9						0.138	9.6	5.57	−0.99	
NGC 6637 M 69	7						0.261	9.1	3.74	−0.70	
NGC 6642	7						0.109	8.4	6.39	−1.35	
NGC 6681 M 70	77						0.179	9.0	7.15	−1.51	

## **Annexe C**

### **Publication 1 : Servillat *et al.* (2008c)**

*XMM-Newton observations of the Galactic globular clusters NGC 2808 and NGC 4372*

Servillat M., Webb N.A., & Barret D., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 480, 397



# XMM-Newton observations of the Galactic globular clusters NGC 2808 and NGC 4372<sup>★</sup>

M. Servillat, N. A. Webb, and D. Barret

CESR, Université Paul Sabatier, CNRS, 9 avenue du Colonel Roche, 31400 Toulouse, France  
 e-mail: [mathieu.servillat@cesr.fr](mailto:mathieu.servillat@cesr.fr)

Received 20 July 2007 / Accepted 28 November 2007

## ABSTRACT

**Aims.** Galactic globular clusters harbour binary systems that are detected as faint X-ray sources. These close binaries are thought to play an important role in the stability of the clusters by liberating energy and delaying the inevitable core collapse of globular clusters. The inventory of close binaries and their identification is therefore essential.

**Methods.** We present XMM-Newton observations of two Galactic globular clusters: NGC 2808 and NGC 4372. We use X-ray spectral and variability analysis combined with ultra-violet observations made with the XMM-Newton optical monitor and published data from the Hubble Space Telescope to identify sources associated with the clusters. We compare the results of our observations with estimates from population synthesis models.

**Results.** Five sources out of 96 are likely to be related to NGC 2808. Nine sources are found in the field of view of NGC 4372, none being located inside its half-mass radius. We find one quiescent neutron star low mass X-ray binary candidate in the core of NGC 2808, and propose that the majority of the central sources in NGC 2808 are cataclysmic variables. An estimation leads to  $20 \pm 10$  cataclysmic variables with luminosity above  $4.25 \times 10^{31}$  erg s<sup>-1</sup>. Millisecond pulsars could also be present in the core of NGC 2808, and some sources outside the half-mass radius could possibly be linked to the cluster.

**Key words.** Galaxy: globular clusters: individual: NGC 2808 – Galaxy: globular clusters: individual: NGC 4372 – X-rays: general – stars: binaries: close

## 1. Introduction

XMM-Newton and Chandra X-ray observatories are currently revealing more and more faint X-ray sources in globular clusters (GCs) thanks to their high sensitivity and high angular resolution respectively (e.g. Webb et al. 2004, 2006; Heinke et al. 2003b, 2006). Thirteen bright X-ray sources with  $L_X > 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup> are found in the 152 known Galactic GCs. These are neutron star low-mass X-ray binaries (LMXBs) showing type I X-ray bursts (e.g. Lewin & Joss 1983). Numerous faint X-ray sources with  $L_X < 10^{34.5}$  erg s<sup>-1</sup> have been shown to be a variety of objects, mainly binaries such as LMXBs in quiescence (qLMXBs), cataclysmic variables (CVs), active binaries (ABs), or millisecond pulsars (MSPs), the probable progeny of LMXBs. These objects have been classified through multiwavelength analysis: qLMXBs are usually identified by their soft blackbody-like X-ray spectra (e.g. Gendre et al. 2003a,b), CVs can be confirmed by their blue, variable optical counterpart (e.g. Webb et al. 2004), ABs by their main-sequence, variable optical counterparts (e.g. Edmonds et al. 2003), and MSPs by their radio counterpart (e.g. Grindlay et al. 2001).

It is clear that through mass segregation, heavy objects such as binaries are concentrated towards the core of GCs (Lightman & Grindlay 1982). Therefore, we expect the majority of X-ray binaries, which are more massive than the mean stellar mass, to be located inside the half-mass radius. Hurley et al. (2007) showed from simulations that the fraction of primordial binaries destroyed in the core by a variety of processes is balanced by the

combination of mass-segregation and creation of new binaries in exchange interactions, leading to a marked increase of the binary fraction in the central regions. Outside the half-mass radius, the primordial binary fraction is well preserved (Hurley et al. 2007) which could explain the presence of close binaries located outside of the half-mass radius, as a CV in M 22 (Pietrukowicz et al. 2005). D’Amico et al. (2002) and Colpi et al. (2003) also discussed the case of two MSPs outside the half-mass radius of NGC 6752 which could have been ejected from the GC through interactions with a central massive object.

From early X-ray observations of GCs, we know that they are efficient at producing X-ray binaries in their core compared to the field. Using the eleven known bright LMXBs in GCs (now thirteen), Verbunt & Hut (1987) showed that LMXBs in GCs are produced dynamically through exchange encounters of isolated neutron stars with primordial binaries as opposed to the much less probable evolution of a primordial binary into an LMXB. Observations also support the fact that qLMXBs in GCs scale with the cluster encounter rate (Gendre et al. 2003a; Pooley et al. 2003), implying that qLMXBs are formed through dynamical processes which occur in dense stellar systems. Concerning CVs, following their discovery in significant numbers in 47 Tuc (Grindlay et al. 2001), it has been pointed out following population synthesis studies (Ivanova et al. 2006; Trenti et al. 2007) and from observations (e.g. Webb et al. 2004; Pooley & Hut 2006) that they may be formed in GCs either dynamically or, for a lower fraction, from primordial binaries.

Neglecting the role of binaries, we know that GC evolution leads to a core collapse followed by the GC disruption on a timescale shorter than the mean age of GCs, estimated to

<sup>★</sup> Tables 2 and 3 are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>



**Table 1.** Globular cluster parameters from Harris (1996, updated Feb. 2003).

Parameters	NGC 2808	NGC 4372
Right Ascension (J2000)	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 02.6 <sup>s</sup>	12 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 45.4 <sup>s</sup>
Declination (J2000)	−64°51′47″	−72°39′33″
Distance [kpc]	9.6	5.8
Core radius, $r_c$ [′]	0.26	1.75
Half mass radius, $r_h$ [′]	0.76	3.90
Tidal radius, $r_t$ [′]	15.55	34.82
$r_c/r_h$	0.34	0.45
Half-mass relaxation time [yr]	$1.35 \times 10^9$	$3.89 \times 10^9$
Mass <sup>a</sup> [ $M_\odot$ ]	$1.46 \times 10^6$	$3.08 \times 10^5$
Metallicity, [Fe/H]	−1.15	−2.09

<sup>a</sup> Calculated from the relation  $M/M_\odot = 3 \times 10^{0.4(M_v^\odot - M_v)}$  using the absolute visual magnitude.

be  $11.5 \pm 2.6$  Gyr (Carretta et al. 2000). This core collapse must have been delayed by an internal energy source to explain the GC longevity, and binaries could play this role (see Hut et al. 1992, 2003, for a review). In the core, binaries are subject to encounters and hard binaries become harder while transferring their energy to passing stars. This scenario leads to a global heating of the core, and even a small population of close binaries can drive the evolution of the entire cluster (Hut et al. 1992). Some GCs could also contain an intermediate mass black hole (IMBH) of  $\sim 10^3 M_\odot$  or more in their core to explain the distribution of stars in some clusters, and the stability on large time scales. The presence of an IMBH was claimed for M 15 (Gerssen et al. 2002, see also Ho et al. 2003), for G1 in the galaxy M 31 (Gebhardt et al. 2002, 2005), and for extragalactic GCs hosting an ultra luminous X-ray source (Maccarone et al. 2007).

The targets studied in this paper are two very different GCs. NGC 2808 is a massive and concentrated cluster. NGC 4372 on the contrary is less dense with fewer stars, being also a very low metallicity cluster. Their parameters are listed in Table 1.

NGC 2808 has already been studied in X-rays with the GIS instrument on board ASCA observatory. Only one source was reported in the GIS catalogue (Ueda et al. 2001) with a  $1.35'$  error circle located at  $7.5'$  from the cluster center. No sources were reported during the ROSAT All Sky Survey observations (Voges et al. 1999). The core of NGC 2808 was also observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) on board the Hubble Space Telescope (HST) in 2000 with ultra-violet (UV) filters F25QTZ (far-UV band centered at 159 nm) and F25CN270 (near-UV band centered at 270 nm). Dieball et al. (2005) looked for white dwarfs (WDs) and CVs in this data. They found  $\sim 40$  WD and  $\sim 60$  CV candidates in the field of view. Two of the CV candidates are variable (UV 222 and UV 397), and another has an optical counterpart (UV 170). NGC 2808 has also been observed in detail in the optical, and since Harris (1974), it has been known that the horizontal branch in NGC 2808 is unusual (see also Bedin et al. 2000; Carretta et al. 2006). The main sequence is separated into three branches, possibly due to successive rounds of star formation, with different helium abundances (Piotto et al. 2007).

In the optical, the colour–magnitude diagram of NGC 4372 indicates an old cluster ( $15 \pm 4$  Gyr), with high reddening, but no special features (Alcaino et al. 1991). Kaluzny & Krzeminski (1993) found 19 variable stars, of which one has a light curve consistent with an eclipsing CV of period 0.4 days. In the X-ray, the ROSAT Observatory, with the HRI instrument, detected 19 sources (Johnston et al. 1996), of which 9 fall in our field

of view. All these sources are located outside of the half-mass radius of the cluster, and none are consistent with the variable stars detected in the optical.

## 2. X-ray observations and data processing

NGC 2808 was observed on February 1st 2005, for 41.8 kiloseconds (ks) with the three European Photon Imaging Cameras (EPIC MOS1, MOS2 and pn) on board the XMM-Newton observatory, in imaging mode, using a full frame window and a medium filter.

The observation of NGC 4372 was performed under the same conditions on March 23–24th 2005, for 29.7 ks, but the MOS1 CCD6 was inoperative (micro-meteorite event on March 9th 2005), and the pn data was lost due to technical issues.

### 2.1. Data reduction and filtering

We processed the data using the XMM-Newton Science Analysis System v7.0 (SAS). We used the *emproc* and *epproc* scripts with the most recent calibration data files to reduce the EPIC observation data files (ODFs). During this step, bad events mostly due to bad rows, edge effects, and cosmic ray events were flagged. We filtered the three resulting event lists for event patterns in order to maximise the signal-to-noise ratio against non X-ray events. We selected only calibrated patterns, i.e. simple and double events for pn data and single to quadruple events for MOS data. For pn events below 500 eV, we selected only single events because in this energy band non X-ray events also affect double events (Ehle et al. 2006, Sect. 3.3.7).

Based on the light curve of single events exceeding 10 keV we identified periods of high background, due to soft proton flares, and selected good time intervals for the observation. For NGC 2808, this operation leads to 38.0, 37.3 and 30.2 ks of clean observation for MOS1, MOS2 and pn respectively. For NGC 4372, the observation was highly affected by flares and only 15.7 ks for MOS1 and 17.2 ks for MOS2 remain after filtering. We note that flaring activity is continuous during the exposure and events with energy above 2 keV are affected by a high noise, even after filtering.

### 2.2. Source detection

The list of events was divided into three energy bands (0.5–1.5, 1.5–3, and 3–10 keV) to allow us to derive spectral colours. The source detection was done for all available data simultaneously (MOS1, MOS2 and pn where available).

We performed the source detection using the script *edetect\_chain* which first calculates the live time, the vignetting, the sensitivity map and the background map for each detector and each energy band, and then calls a sliding box algorithm. Finally we ran the task *emldetect*. For each source, the task performs a point spread function (PSF) fitting, for all the available detectors and for the three bands simultaneously, refines the coordinates, and gives the count rates, the hardness ratios, and the maximum likelihood (ML) of each source candidate.

The fluxes were obtained by providing the energy conversion factors (ECFs, in units of  $10^{11}$  count  $\text{cm}^2 \text{erg}^{-1}$ ) which allow the direct conversion of count rates into fluxes ( $\text{flux} = \text{rate}/\text{ECF}$ ). These factors were calculated in each energy band and for each detector by extracting an on-axis source and generating detector response files for the source (using *rmfgen* and *arfgen* SAS tasks). These response files were used to create a fake

spectrum corresponding to a common model: a power law spectrum with  $\Gamma = 1.7$  (mean spectrum of detected sources) and the absorption ( $N_H$ ) of the cluster. For NGC 2808, the absorption of  $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  was calculated from the reddening of optical observations (Bedin et al. 2000) with the relation computed by Burstein & Heiles (1978). For NGC 4372, the reddening estimated by Alcaino et al. (1991) allows us to determine an absorption of  $2.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ . Finally, ECFs were calculated by dividing the count rates of the fake spectrum by the model fluxes. The obtained fluxes were then converted to unabsorbed fluxes. This method gives a reliable estimation of the ECFs we need for our energy bands. To give an idea of the errors on these values, by changing the spectral index of the model to  $\Gamma = 2.0$ , the fluxes changed by 1.5%, 2%, and 8%, in the energy bands 0.5–1.5, 1.5–3 and 3–10 keV respectively.

We processed the entire field of view with a spatial binning factor of 80, giving images with square pixels of side  $4''$ . This gives pixels of a similar size to the pn pixel size ( $4.1'' \times 4.1''$ ), but larger than the MOS pixels ( $1.1'' \times 1.1''$ ). The binning is sufficiently small to sample the PSF of the two detectors correctly, where the pn and MOS PSF FWHM (Full Width Half Maximum) are  $6''$  and  $5''$  respectively (Ehle et al. 2006, Sect. 3.1). We used a sliding box of  $5 \times 5$  pixels to detect the sources, and selected sources with a ML greater than 10 ( $4\sigma$  detection).

For NGC 2808, this leads to the detection of 92 sources, all of which were visually verified for each detector. Five sources fall outside the pn detector, four for MOS1 and three others for MOS2. In the central region of the detectors, along the line of sight of the center of the GC, we noted that a source has a complex form. In this region, the PSF is narrower and better defined and the vignetting is the lowest. We therefore reprocessed the data with a spatial binning of 40 to get squared pixels of side  $2''$  and thus better sample the PSF for MOS detectors. We listed from visual inspection eight possible sources, and used the task *emldetect* to simultaneously fit those source candidates. We detect five additional sources at a minimum of  $4\sigma$  (C1 to C5) in the half mass radius of the cluster, of which 3 fall inside the core radius. Three others are detected at  $2.5\sigma$ . We have a total number of 96 sources detected above  $4\sigma$ . Their properties are listed in Table 2, the combined image is presented in Fig. 1, and a colour image, with a zoom of the center, in Fig. 2.

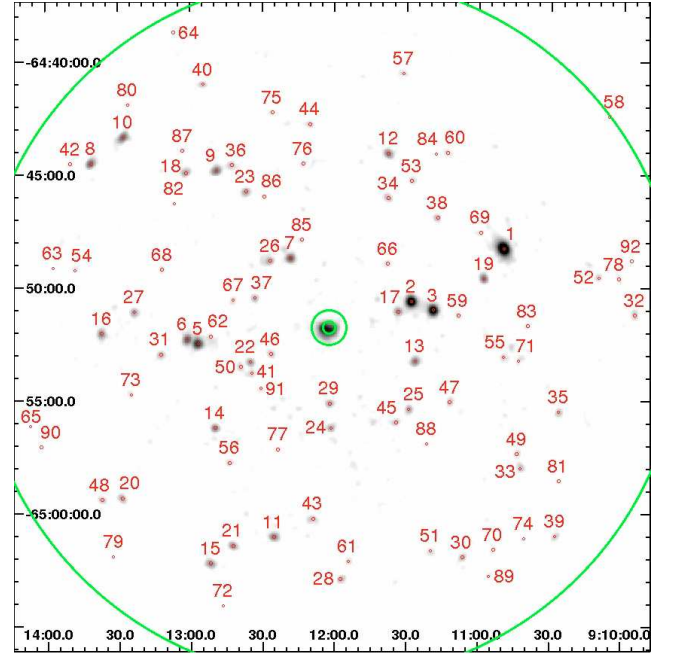
For NGC 4372, 10 sources were detected. Three sources were detected with the MOS2 only, in the region where the MOS1 CCD6 fell. None of these sources are located inside the half mass radius. The X-ray source properties are listed in Table 3, and the contour map is presented in Fig. 3.

### 3. Ultra-violet observations and data reduction

Along with the EPIC instruments, the Optical Monitor (OM) on board the XMM-Newton observatory performed three exposures of 4000 s for both NGC 2808 and NGC 4372 with the UVM2 filter, centered at 231 nm in the UV band. For this filter, the PSF FWHM is  $1.8''$  and the field of view is approximately  $16' \times 16'$ .

The UV data was processed with the SAS task *omichain*. This script removes bad pixels, performs spatial calibration, and source detection for each image. For each source, the instrumental magnitude is evaluated from the count rate. Finally the resulting images and source lists are merged. We considered a significance threshold of  $3\sigma$  for detected sources.

For NGC 2808, we detected 598 sources at a limiting UVM2 magnitude of 19.3. The region inside the half-mass radius is



**Fig. 1.** Combined image of the XMM-Newton observation of NGC 2808. The three centered circles shown represent the core, half-mass and tidal radii. The detected sources are plotted with their 90% error circles. We used a spatial binning factor of 80 and the image was smoothed with a Gaussian filter. For this reason the core appears blurry, a zoom is shown in Fig. 2.

overcrowded and poorly resolved. Approximately 45 X-ray sources fall inside the OM field of view, for which we found nine matching UV sources. The properties of the UV counterparts are listed in Table 4. We took into account the X-ray position accuracy of the sources ( $\sim 3.6''$ , 90% error circles) and the UV position accuracy ( $\sim 2.0''$ , 90% error circles). We thus kept matching UV sources that have an offset with the X-ray source lower than  $5.6''$ . The X-ray sources with UV counterparts are all located outside the half-mass radius, and are therefore probably background or foreground sources.

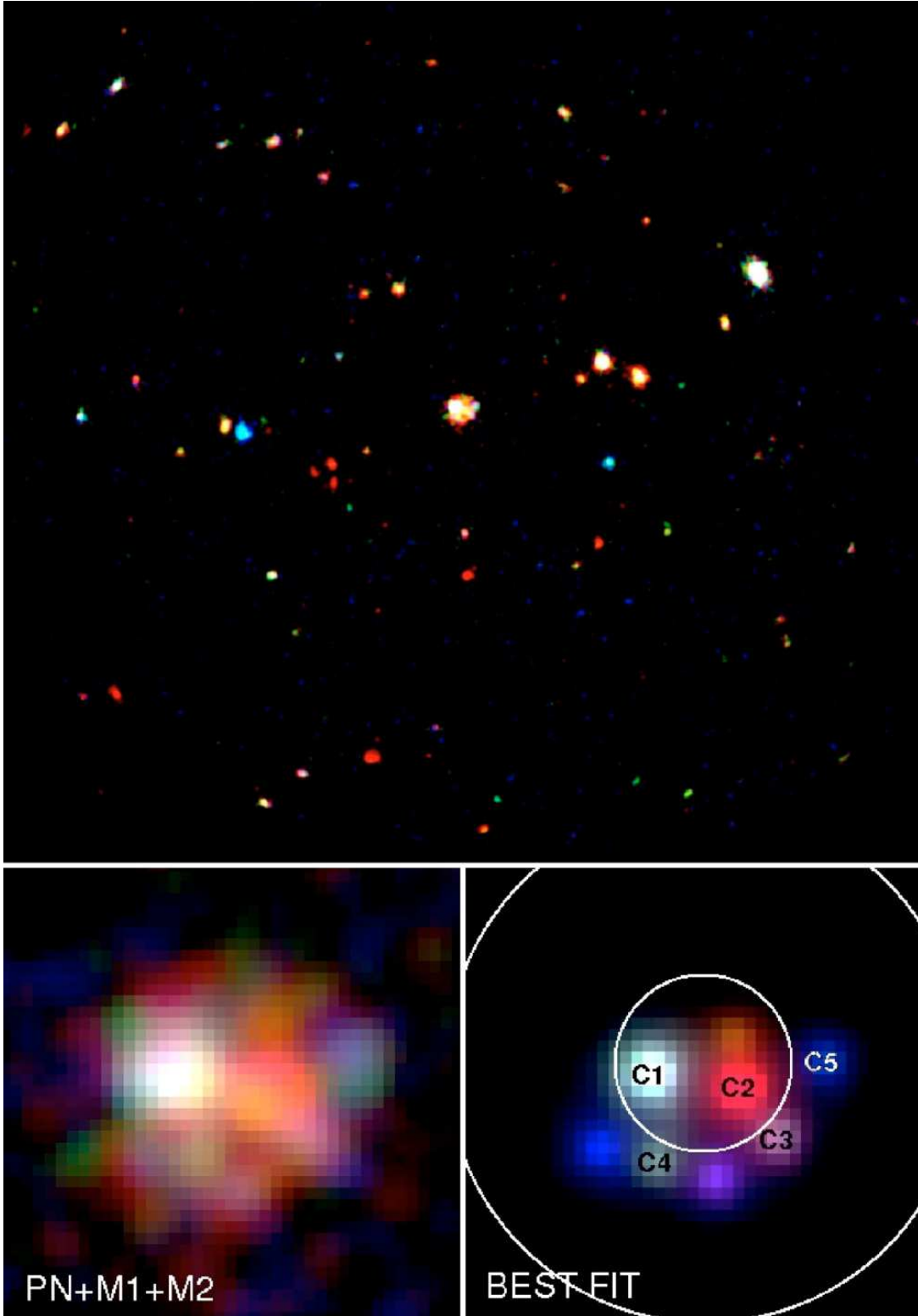
We performed a Monte-Carlo simulation to evaluate the probability that the superposition of an X-ray source and a UV source occurred by chance. We excluded the central region inside a radius of  $2.4'$  where the UV sources are not resolved. In the remaining area the X-ray and UV sources appeared to be uniformly distributed. The simulation leads to  $1.1 \pm 1.1$  sources aligned fortuitously. We conclude that  $8 \pm 1$  of the UV counterparts could be associated with their corresponding X-ray source with a probability of 99.9927%.

For NGC 4372, 272 sources were detected at a limiting UVM2 magnitude of 19.6. A bright A0 star in the field causes an out-of-focus ghost image (smoke ring) and lead to  $\sim 10$  spurious detections. Only three X-ray sources fall in the region observed by the OM, and none has a UV counterpart.

### 4. The X-ray sources in NGC 2808

#### 4.1. Members of NGC 2808

Most of the sources detected are background or foreground sources, but some of them are members of the cluster. If we assume no cosmic variance in the distribution of sources in the sky (see Yang et al. 2003), we can compare our observation with one without a GC to determine statistically the number of



**Fig. 2.** *Top:* XMM-Newton observation of NGC 2808. Colours correspond to different energy bands, red: 0.5–1.5 keV, green: 1.5–3 keV, blue: 3–10 keV. The field of view is 30' across. The binning factor is 40 and the image was smoothed with a Gaussian filter. *Bottom:* A zoomed combined image of the three detectors is shown on the left and the image on the right shows a reconstruction of the core with eight sources (only five are detected at  $4\sigma$ , the other three are detected at  $2.5\sigma$ ). The core and the half-mass radii are shown.

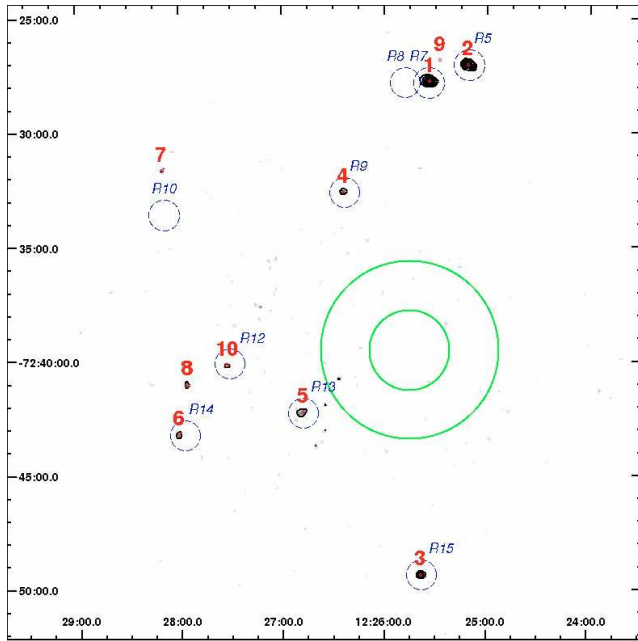
sources belonging to the cluster. We evaluated the number of background sources based on observations of the Lockman Hole (LH) with XMM-Newton. In this field, centered on the sky position  $\text{RA}_{2000} = 10^{\text{h}}52^{\text{m}}43^{\text{s}}$ ,  $\text{Dec}_{2000} = +57^{\circ}28'48''$ , the absorption is very low,  $N_{\text{H}} = 5.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$  (Lockman et al. 1986).

We divided the XMM-Newton field of view into several annuli to take into account the vignetting, which becomes more important towards the edge of the field of view. The annuli are centered on the center of the GC, which is also the center of the sensitivity map of the detectors, and their size was



**Table 4.** List of UV counterparts in the NGC 2808 field of view. The X-ray source ID is given with the position of the UV source (90% error is 2.0''), the offset position between UV and X-ray source, the offset from the cluster center, and the UVM2 magnitude.

ID	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Offset X-ray	Offset center	UVM2
1	09 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 49.9 <sup>s</sup>	-64°48'15.48''	1.18''	8.51'	18.40 ± 0.01
2	09 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 28.3 <sup>s</sup>	-64°50'36.60''	1.61''	3.85'	18.32 ± 0.01
17	09 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 33.6 <sup>s</sup>	-64°51'04.32''	0.54''	3.17'	10.95 ± 0.01
22	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 35.3 <sup>s</sup>	-64°53'19.32''	2.06''	3.77'	18.01 ± 0.01
24	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.7 <sup>s</sup>	-64°56'12.84''	1.69''	4.46'	14.80 ± 0.01
29	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 02.2 <sup>s</sup>	-64°55'10.56''	2.54''	3.35'	17.04 ± 0.01
50	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 02.2 <sup>s</sup>	-64°55'10.56''	2.52''	4.27'	18.97 ± 0.01
77	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 23.5 <sup>s</sup>	-64°57'11.88''	1.63''	5.84'	18.05 ± 0.01
85	09 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 13.7 <sup>s</sup>	-64°47'52.80''	1.24''	4.07'	17.24 ± 0.01



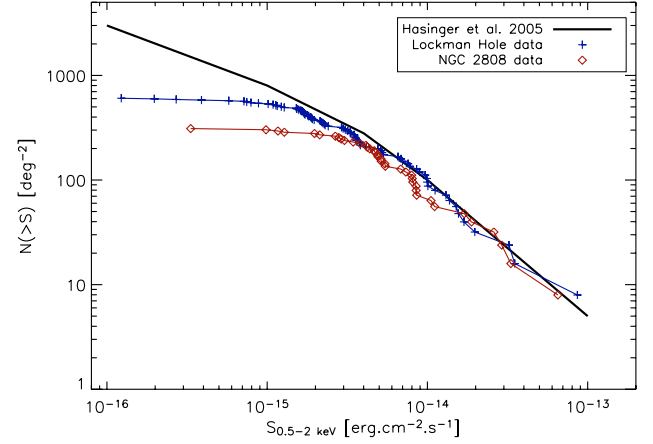
**Fig. 3.** Contour map of the XMM-Newton MOS2 observation of NGC 4372. Core and half-mass radii are shown. The detected sources are plotted with their 90% error circles and with contours at 3, 5 and 10 $\sigma$ . Small circles are XMM-Newton sources and bigger dashed circles are ROSAT sources with their error circle as reported by Johnston et al. (1996).

chosen to encircle at least 5 detected sources, and when possible 20 sources. For each annulus, we evaluated the background count rate in several 15'' radius regions without sources assuming a correction for the vignetting. A minimum detectable count rate was estimated to be equivalent to a ML of 10 above this background count rate. We assumed a power law spectrum with  $\Gamma = 1.7$  with the absorption of the field of view, and entered the count rates into the tool WebPIMMS<sup>1</sup> v3.9b (Mukai 1993) to determine the minimum detectable unabsorbed flux of each annulus. In the center, this limiting flux is  $F_{0.5-10 \text{ keV}} = 4.1 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , and goes up to  $6.1 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in the last annulus. This lead to a limiting luminosity of  $L_{0.5-10 \text{ keV}} = 4.5 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  for sources in the core of NGC 2808.

We used the  $\log(N) - \log(S)$  relation derived by Hasinger et al. (2005) from a deep observation of the LH in the energy

**Table 5.** Expected and detected sources for NGC 2808 field of view.

Annulus (')	Expected 0.5–2 keV	Detected 0.5–2 keV
0–0.76	$0.30 \pm 0.06$	5
0.76–3.6	$6.27 \pm 1.24$	5
3.6–6.5	$14.31 \pm 2.94$	20
6.5–9	$17.58 \pm 3.79$	20
9–12	$21.99 \pm 5.88$	20



**Fig. 4.**  $\log(N) - \log(S)$  diagram in the band 0.5–2 keV.  $S$  is the limiting flux and  $N$  the number of sources. The empirical relation of Hasinger et al. (2005) is reported for comparison.

band 0.5–2.0 keV. Our estimated minimum detectable flux allows us to determine the number of sources expected per square degree. We took into account the quadratic sum of two errors: an error of 10% on the flux, and an imprecision of 10% on the  $\log(N) - \log(S)$  relation. Results are reported in Table 5.

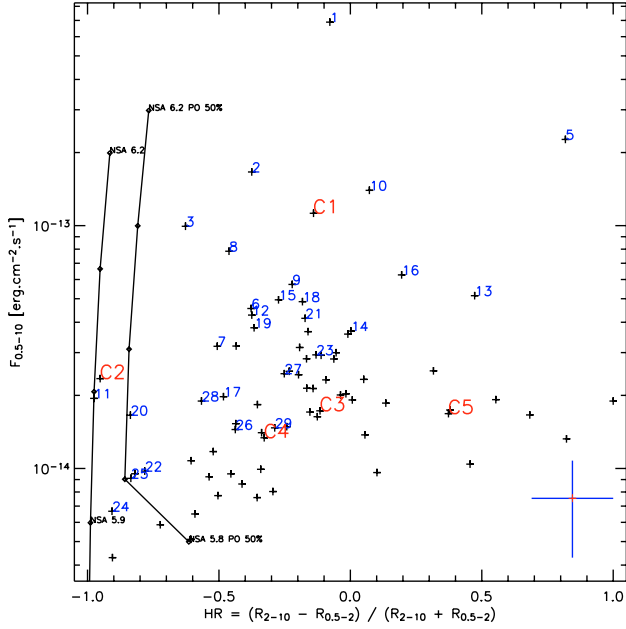
As a consistency check, we processed a long observation of 90 ks of the LH that took place on November 27th 2002. This observation used a full frame window and a medium filter as for our observations. We performed exactly the same data processing that we used for our observations, and plotted the  $\log(N) - \log(S)$  relation for the energy band 0.5–2 keV (see Fig. 4). We also plotted the  $\log(N) - \log(S)$  relation using the sources detected in the same band with a correction for the higher absorption in the field of view of NGC 2808. The shape of the curves are similar, and we can see the flux detection limit in the different fields due to exposure time. The  $\log(N) - \log(S)$  relation is therefore applicable to our data.

The results reported in Table 5 indicate that the five sources located in the center of the field of view are likely to be related to the cluster. The probability of membership if we assume a Poisson distribution is 99.9985%. Moreover a possible excess of sources appears in the annuli between radii 3.6' and 6.5' ( $4.5 r_h$  to  $8 r_h$ ). The probability of membership to the cluster is 96.75%. As we are dealing with low numbers, statistical fluctuations might explain this excess, but we have nonetheless included these sources in our analysis.

#### 4.2. Spectral analysis

We first plotted the hardness ratios obtained during the source detection for sources with more than 50 counts and more than 3 counts in each energy band (Figs. 5 and 6). We show the tracks of some spectral models. In Fig. 5, possible qLMXBs are located on the left side of the diagram, while very absorbed

<sup>1</sup> <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>



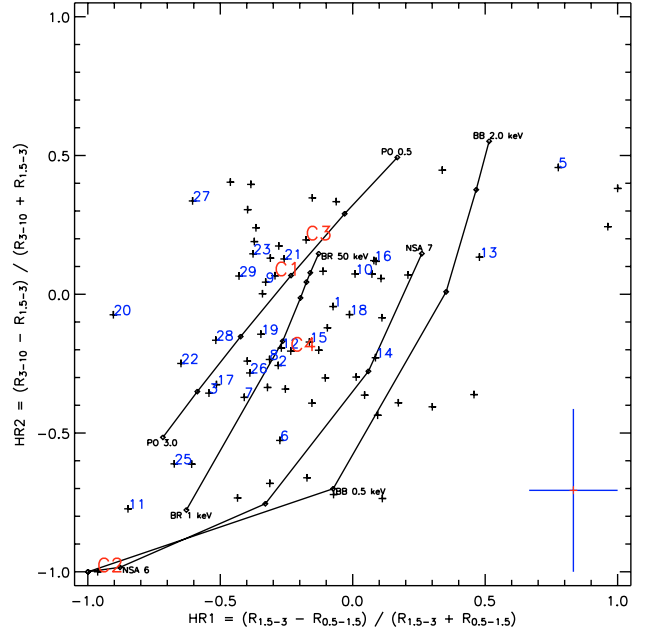
**Fig. 5.** Flux-colour diagram of NGC 2808 sources. For clarity, only the 30 brightest sources are enumerated, the flux values for all the sources are listed in Table 2.  $R$  is the count rate for the given energy band in keV. A typical error bar is shown at the bottom right. Black lines represent the following models, assuming an absorption of  $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ : **NSA**: neutron star with hydrogen atmosphere, mass  $1.4 M_{\odot}$ , radius 12 km, distance of the cluster and  $\log(T_{\text{eff}}) = 5.9, 6, 6.1, 6.2$ . **NSA PO**: NSA and a power law with photon index of 1 and contributing 50% of the flux.

sources are seen on the right side of the diagram. The most luminous and absorbed sources have colours that are similar to these of extragalactic objects as discussed in Sect. 6. In Fig. 6, the qLMXB candidates should be located at the bottom left, and CVs in the middle of the diagram around the power law branch with photon indices 1 to 1.5 and the bremsstrahlung branch with temperatures 10 to 50 keV (e.g. Richman 1996; Baskill et al. 2005).

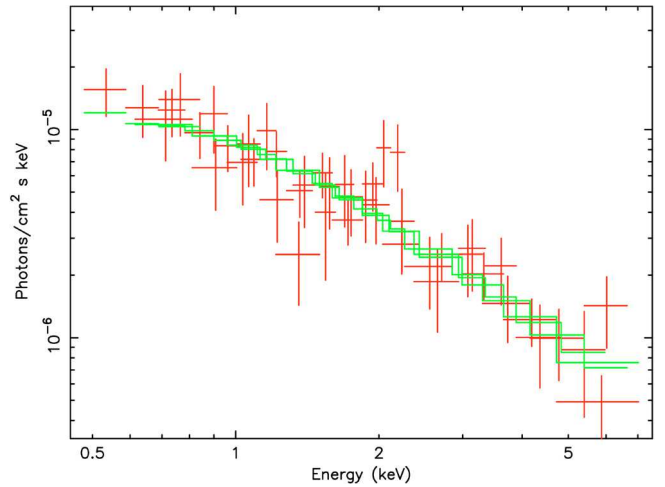
For the brightest sources, we extracted and fitted the spectra. We used an extraction radius of  $30''$  whenever possible, so 80% of the encircled energy was included. In the crowded region the extraction radius was reduced to  $8''$ , corresponding to 50% encircled energy (Ehle et al. 2006, Sect. 3.2.1). A correction is taken into account in the instrumental response files. We extracted a background with the same extraction radius for each source in a region without sources on the same CCD, with the same vignetting, and when possible at the same distance from CCD readout node for pn CCDs.

We used the task *evselect* with a binning of 15 eV for MOS data and 5 eV for pn data as recommended (Loiseau 2006, Sect. 4.9.1). Then for each spectrum we used *rmfgen* and *arfgen* to generate the instrumental response files for a point source, i.e. the redistribution matrix file (RMF) and the ancillary response file (ARF). We fitted the data with Xspec v1.3.2 (Arnaud 1996). A binning greater than 20 counts allowed the use of the  $\chi^2$  minimization criterion, but when there were insufficient counts per bin (under 20 per bin), we used the Cash statistic (Cash 1979) which provides a goodness-of-fit criterion similar to that of  $\chi^2$ .

We tried simple models included in Xspec such as a power law, a bremsstrahlung, a black body, a Raymond Smith or a mekal fit. For very soft sources we tried a hydrogen atmosphere



**Fig. 6.** Colour-colour diagram of NGC 2808 sources. Same comments as for Fig. 5. **PO**: power law with photon indices 3, 2.5, 2, 1.5, 1, 0.5. **BR**: thermal bremsstrahlung with temperatures 1, 5, 10, 15, 20, 50 keV. **BB**: blackbody spectrum with temperatures 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2 keV. **NSA**: neutron star with hydrogen atmosphere, mass  $1.4 M_{\odot}$ , radius 12 km, distance of the cluster and  $\log(T_{\text{eff}}) = 5, 6, 6.5, 6.8, 7$ .



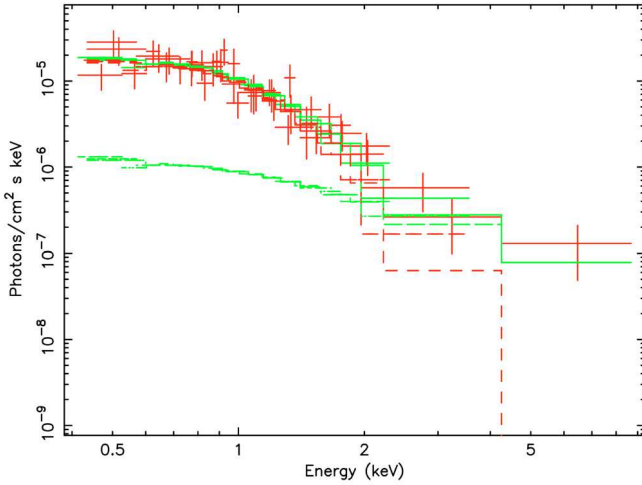
**Fig. 7.** Spectrum of C1 (NGC 2808) fitted with a power law model and the absorption of the cluster.

model (Zavlin et al. 1996), assuming the distance of the GC, a mass of  $1.4 M_{\odot}$  and a radius of 12 km for a neutron star. These parameters correspond to other neutron stars detected previously in GCs (Webb & Barret 2007; Heinke et al. 2003a). When it was clear that a simple model was insufficient to fit the data we tried composite models. The results of the spectral fitting are provided in Table 6 and are discussed in Sect. 6. We also provide the spectra of C1 and C2 (Figs. 7 and 8).

A global background spectrum was extracted for each EPIC camera in order to locate possible features in the background that could be present in the source spectra. We selected all regions without sources by excluding areas of  $1'$  radius around detected sources. We produced the instrumental response files for a flat field. Based on this spectrum, we fixed the limits of the energy bands we used: 0.4–15 keV for pn events, and 0.2–10 keV

**Table 6.** Best fitting models to the spectra of sources in the NGC 2808 field of view. The unabsorbed flux is in the 0.5–10 keV range [ $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ] and for possible cluster sources the luminosity is given in the 0.5–10 keV range [ $\times 10^{32}$  erg s $^{-1}$ ]. The models tried are a power law (PO), an absorbed power law (APL), a bremsstrahlung (BR), a black body (BB), a Raymond-Smith (RS), a mekal (MK) and a neutron star with hydrogen atmosphere (NSA). We used models with one or two components (Comp. 1 and Comp. 2). The absorption  $N_{\text{H gal}}$  [ $\times 10^{21}$  cm $^{-2}$ ] is frozen to the value of the cluster. Parameter values are photon-index  $\Gamma$  of PO model, temperature  $kT$  [keV] of BB, RS and MK models, and  $\log(T_{\text{eff}})$  [K] of NSA model.  $\chi^2$  and  $C$  give the goodness of the fit, reported with the number of degrees of freedom (d.o.f.).

Src ID	Flux (Lum)	$N_{\text{H gal}}$	Model Comp. 1	$N_{\text{H}}$	$\Gamma$	$kT$	$\log(T_{\text{eff}})$	Model Comp. 2	$\Gamma$	$kT$	$\chi^2$	$C$	d.o.f.
C1	$8.6 \pm 1.5$ ( $9.5 \pm 1.7$ )	1.2 1.2	PO	–	$1.56 \pm 0.14$	–	–	–	–	–	–	37.54	43
			BR	–	–	$12.28^{+19.42}_{-5.03}$	–	–	–	–	–	37.35	43
C2	$2.4 \pm 0.3$ ( $2.6 \pm 0.4$ )	1.2 1.2 1.2	PO	–	$2.8 \pm 0.2$	–	–	–	–	–	–	51.37	43
			NSA	$0.98 \pm 0.04$	–	–	$6.016 \pm 0.017$	–	–	–	–	56.45	43
			NSA	$0.82 \pm 0.40$	–	–	$5.975 \pm 0.027$	PO	1.56	–	–	38.88	38
1	$52.8 \pm 8.6$	1.2 1.2	PO	–	$1.31 \pm 0.05$	–	–	–	–	–	143.38	–	94
			APL	$4.3 \pm 1.8$	$1.7 \pm 0.2$	–	–	PO	$4.7 \pm 1.4$	–	98.07	–	93
2	$15.4 \pm 1.2$	1.2	PO	–	$1.9 \pm 0.1$	–	–	–	–	–	48.28	–	36
3	$9.1 \pm 1.1$	1.2	PO	–	$2.6 \pm 0.1$	–	–	–	–	–	46.36	–	36
5	$17.3 \pm 2.7$	1.2 1.2	APL	$35.03^{+18.63}_{-13.71}$	$1.65 \pm 0.60$	–	–	–	–	–	27.17	–	20
			APL	$49.46^{+23.53}_{-10.57}$	$1.918^{+0.89}_{-0.53}$	–	–	PO	2.0	–	15.14	–	19
13	$6.4 \pm 0.7$	1.2 1.2	PO	–	$0.32 \pm 0.25$	–	–	–	–	–	–	53.95	38
			APL	$5.64^{+8.9}_{-4.93}$	$0.75^{+0.64}_{-0.42}$	–	–	PO	$9.5^{+0.5}_{-0.6}$	–	–	41.20	35
17	$2.1 \pm 0.6$	1.2 1.2	PO	–	$2.1 \pm 0.3$	–	–	–	–	–	–	28.95	27
			MK	–	–	$2.7 \pm 1.0$	–	–	–	–	–	30.63	27
22	$1.1 \pm 0.6$ ( $1.2 \pm 0.6$ )	1.2	BB	–	–	$0.16 \pm 0.02$	–	MK	–	$76^{+4}_{-59}$	–	49.54	40
24	$0.9 \pm 0.2$ ( $1.0 \pm 0.2$ )	1.2	RS	–	–	$0.40 \pm 0.09$	–	–	–	–	–	29.62	27
25	$0.9 \pm 0.2$ ( $1.0 \pm 0.2$ )	1.2	BB	–	–	$0.17 \pm 0.09$	–	MK	–	$6.19 \pm 6.1$	–	18.71	25



**Fig. 8.** Spectrum of C2 (NGC 2808) fitted with a NSA model and the absorption of the cluster. The contribution of C1 also appears as a power law.

for MOS events. For all sources we could evaluate the flux in the 0.5–10 keV energy band. For MOS, two strong lines are observed at 1.5 and 1.75 keV (Al  $K\alpha$  and Si  $K\alpha$  lines). For pn, the background spectrum shows a strong line feature around 1.5 keV (Al  $K\alpha$  line), fainter lines at 8 and 8.6 keV (Cu lines), and some features at 9.7 and 11 keV (as seen in Ehle et al. 2006, Sect. 3.3.7).

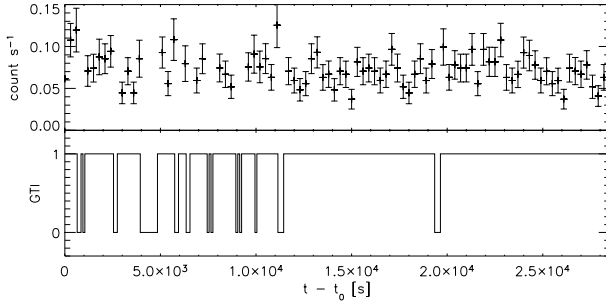
#### 4.3. Variability analysis

We performed variability analysis based on the pn data for sources with more than 300 pn counts, and for sources with a fitted spectrum and more than 100 pn counts. We extracted lightcurves for sources and backgrounds (same regions as for spectral analysis), adjusting the binning for each source to obtain a mean of 20 counts per bin after correction. We removed the first 12 ks of the observation as this part is affected by flares. We corrected the pn events for losses due to e.g. vignetting or filters with the SAS task *lccorr*. The time variability is examined with a Kolmogorov-Smirnov test using IDL/Astrolib<sup>2</sup> procedure *kstwo* by comparing the source lightcurve to the background lightcurve. We also fitted the background subtracted lightcurve with a constant value, and calculated the  $\chi^2$  of the fit. The results are reported in Table 7. Only source 1 seems to be variable with a significant probability. The lightcurve is presented in Fig. 9 and discussed in Sect. 6.6.

### 5. The X-ray sources in NGC 4372

Johnston et al. (1996) found 9 sources in NGC 4372 with the ROSAT X-ray observatory in an equivalent region of the sky covered by our XMM-Newton observation. Two of these sources were not detected in our observations (R8 and R10), and we detect three additional sources (7, 8 and 9). Three merged sources in the ROSAT image (R5, R7 and R8) are clearly resolved into

<sup>2</sup> <http://idlastro.gsfc.nasa.gov/>



**Fig. 9.** Lightcurve of source 1 (NGC 2808) and corresponding good time intervals (GTI) as defined in Sect. 2.1. Start time  $t_0$  is February 1st 2005 4:57:28 (MJD 2 453 402.70657).

**Table 7.** Variability analysis of NGC 2808 sources. We give for each source the Bin size [s], the Kolmogorov-Smirnov probability of the source lightcurve being differently distributed than the background lightcurve (K-S), and the  $\chi^2$  with the number of degrees of freedom (d.o.f.) for the background subtracted lightcurve fitted with a constant.

ID	Bin size	K-S	$\chi^2$	d.o.f.
C1	2400	0.15	6.08	10
C2	3000	0.31	20.05	9
1	300	$1.05 \times 10^{-4}$	120.90	82
2	600	0.23	48.71	39
3	600	0.04	67.87	39
5	1200	0.33	31.90	21
13	2000	0.86	23.65	13
17	2400	0.15	31.08	10

two bright sources (1 and 2) and one faint and more diffuse source (9), see Fig. 3.

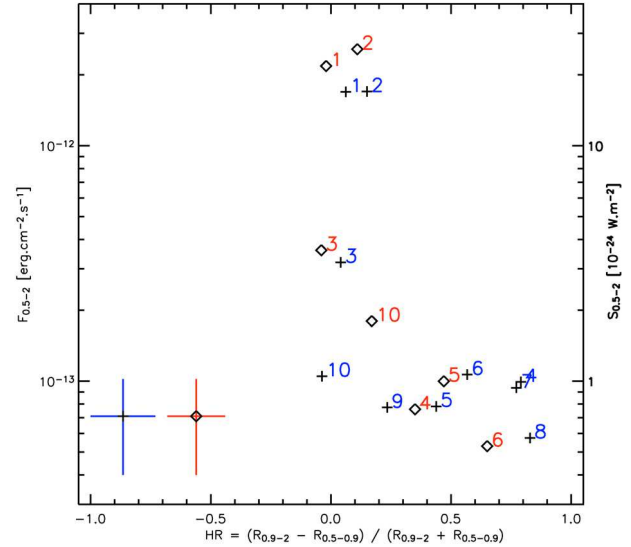
We could not use a  $\log(N) - \log(S)$  relation to discuss the distribution of sources, as in Sect. 4.1 for NGC 2808, because of the low number of sources detected which leads to large error bars. Moreover the high background noise due to high flaring activity does not allow us to estimate accurately the flux detection limit. From the faintest sources detected, this limit is around  $F_{0.5-10 \text{ keV}} \sim 3 \pm 1 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , which leads to a limiting luminosity of  $L_{0.5-10 \text{ keV}} \sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  for a source in the core of the cluster. From the count rate of the faintest sources detected by ROSAT in this region, their limiting flux (obtained with WebPIMMS) is  $F_{0.5-10 \text{ keV}} \sim 5 \pm 2 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , so we expect to detect all ROSAT sources in this region. We note that our flux detection limit is comparable to the ROSAT limit, due to large cuts after flaring filtering and the absence of pn data, but we increase the angular resolution and clearly resolve the sources.

We performed the same analysis as in Sect. 4.2. We carried out spectral analysis for two sources with sufficient counts, in the same manner as described in Sect. 4.2. The results are reported in Table 8.

We compared hardness ratios given by Johnston et al. (1996) to the ones we obtained using the same energy bands. We plotted for both ROSAT and XMM-Newton data a flux-colour diagram (Fig. 10). The two distributions are well correlated within the error bars, especially for bright sources, but we note that source 4 seems harder in our observation.

## 6. Discussion

We discuss here the presence of objects expected in globular clusters such as qLMXBs, CVs, MSPs and ABs, adding notes on



**Fig. 10.** Flux-colour diagram of NGC 4372 sources detected with XMM-Newton (crosses, units on the left axis) and ROSAT (diamonds, units on the right axis).  $R$  is the count rate for the given energy band in keV. Typical error bars are shown at the bottom left.

**Table 8.** Best fitting models to spectra of sources in the NGC 4372 field of view. Same as Table 6.

Src	Flux	$N_{\text{H gal}}$	Model	$\Gamma$	$kT$	$\chi^2$	d.o.f.
1	$148 \pm 10$	2.8	PO	$4.1 \pm 0.2$	—	155.94	113
		2.8	BB	—	$0.14 \pm 0.01$	153.70	113
2	$147 \pm 10$	2.8	PO	$4.1 \pm 0.2$	—	100.40	79
		2.8	BB	—	$0.14 \pm 0.01$	99.02	79

individual sources. We also discuss some background and foreground sources which present unusual features.

### 6.1. Low mass X-ray binaries in quiescence

For 18 GCs that have been observed deep enough to detect all qLMXBs, we plotted the number of qLMXBs against the approximate encounter rate for a virialized system ( $\rho_0^{1.5} r_c^2$ ), as done in Gendre et al. (2003a). According to this correlation, one would expect  $3 \pm 1$  qLMXBs in NGC 2808, and none in NGC 4372.

For NGC 2808 we detect one source consistent with a qLMXB (C2, described below). For NGC 4372, a qLMXB having the minimum luminosity of the 21 qLMXBs reported by Heinke et al. (2003b) would have been detected. The lack of detection is therefore consistent with the prediction of zero qLMXB in this cluster.

**NGC 2808 – C2.** This source is located in the core radius of NGC 2808. It is close to a bright source (C1,  $15''$ ) and the PSF wings are merged. From Ehle et al. (2006, Sect. 3.2.1), we estimated that 10% of the emission of C1 was present in the C2 spectrum. We fitted a model composed of 10% of the C1 spectrum and a hydrogen atmosphere model for a neutron star. The parameters are given in Table 6 and the spectrum in Fig. 8. The hard emission in this spectrum appears to be due to C1. We note that the unabsorbed luminosity ( $2.6 \pm 0.4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  if it belongs to the cluster), and the X-ray spectrum of C2 are consistent with the qLMXB hypothesis.



## 6.2. Cataclysmic variables

Ivanova et al. (2006), using numerical simulations and taking into account different CV formation channels, predict about 200 CVs for a GC similar to NGC 2808. Of these, only a fraction can be detected in our data. From the empirical function of Pooley & Hut (2006) derived from fitting the number of bright CVs (at luminosities above  $L_{0.5-10 \text{ keV}} = 4.25 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ ) against the specific encounter frequency, we estimate a population of  $20^{+20}_{-10}$  bright CVs in NGC 2808. Given the X-ray unabsorbed luminosity of the core (excluding C2) of  $L_{0.5-10 \text{ keV}} = 1.4 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ , we cannot expect more than 30 bright CVs in this region.

We detect 4 CV candidates in NGC 2808 with luminosities down to  $L_{0.5-10 \text{ keV}} \sim 3.0 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ . A hidden unresolved population of fainter CVs may exist in the core of the cluster, but only the brightest have been detected in our observation. In particular, we note that the source C1 has a luminosity ( $L_{0.5-10 \text{ keV}} = 9.5 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  if it belongs to the cluster) higher than the known luminosities of CVs (Verbunt et al. 1994), and could be composed of several sources. After removing the contribution of C2 from the core global spectrum we found a spectral photon-index of  $\Gamma = 1.44 \pm 0.09$ , consistent with CV emission (e.g. Baskill et al. 2005), and only the brightest MSPs emission (Bogdanov et al. 2005). This supports the idea that the core emission is due to a majority of CVs.

In NGC 4372 which is a less massive cluster, the estimation leads to less than one bright CV. If CVs are present in the cluster, they must be fainter than our limiting luminosity.

**NGC 2808 – C1.** Source C1 is located in the core radius of NGC 2808. This source is hard, and is well fitted with a power law model or a bremsstrahlung model (see Table 6). These values are consistent with CV X-ray emission (e.g. Richman 1996; Baskill et al. 2005). C1 also has a UV counterpart (UV 222) proposed to be a CV by Dieball et al. (2005), strengthening this hypothesis. The spectrum is plotted in Fig. 7. At 2.0 keV, a feature that at first sight could be an emission line is not well fitted with a Gaussian. It is possibly due to the fact that CV1 emission may be complex emission from several sources, as its luminosity is quite high for a single CV.

**NGC 2808 – C3, C4, C5.** These sources are located in the half-mass radius and the colours indicate that they are likely to be CVs (Figs. 6 and 5, and Table 2). Their luminosity, if they are members of the cluster is consistent with this hypothesis.

## 6.3. Millisecond pulsars in NGC 2808?

Some GCs are known to harbour a large population of MSPs. In 47 Tuc, which is similar in mass to NGC 2808, a population of  $\sim 25$  MSPs is estimated (Heinke et al. 2005). The brightest MSPs have luminosities around our flux detection limit for NGC 2808. However, we note that MSPs, which are hard X-ray sources, are difficult to distinguish from CVs at this luminosity (Bogdanov et al. 2005). Therefore, our observations are not constraining for the presence of MSPs in NGC 2808. For NGC 4372, their flux is too faint to be detected.

## 6.4. Other sources possibly linked to NGC 2808

We detect 5 sources with a hardness ratio below  $-0.7$  in the flux-colour diagram presented in Fig. 5, and located

$\sim 5-6 \times r_{h[\text{NGC 2808}]}$  away. Such sources could explain the possible excess of sources found in Sect. 4.1 if some are linked to the cluster. There is a high probability that these sources are background sources, but if they are linked to the cluster, they could have been formed from primordial binaries and remain outside of the half-mass radius (Hurley et al. 2007).

Dempsey et al. (1993) presented a study of 44 RS CVn systems (ABs) observed with the ROSAT observatory, and showed that their spectra are very soft with most of the emission below 2 keV. From their spectra (Table 6), colours and luminosity, sources 24 and 41 have similarities with the brightest ABs.

Evans & Hellier (2007) used a black body model to fit the soft excess below 2 keV found in the spectra of some intermediate polars, the hard emission of intermediate polars being fitted with a mekal model. Sources 22, 25 and 50 have soft spectra with a hard tail (Table 6), and could therefore be intermediate polars.

Some of the soft sources could also be active stars in the foreground. The X-ray flux here is consistent with an estimated distance of  $\sim 100 \text{ pc}$ .

## 6.5. Looking for an IMBH in NGC 2808

Following Trenti (2006), NGC 2808 is a good candidate for hosting an IMBH as the ratio  $r_c/r_h$  is larger than the critical threshold of 0.3. This cluster may however not be sufficiently relaxed as the age is only 7.4 times the half-mass relaxation time (Hurley 2007).

If such an IMBH exists in NGC 2808, it should be located at the center of mass of the cluster due to mass segregation. We found no evidence for an X-ray source at this position but it may be below our detection limit. We assume that the BH is fed by intracluster gas with a density of  $\sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$  derived from Pfahl & Rappaport (2001) with NGC 2808 parameters. It should be noted, however, that a possible detection of 200  $M_\odot$  of neutral hydrogen in the core of NGC 2808 has been reported in the literature (Faulkner et al. 1991). If this is confirmed, it implies that the gas density is underestimated here. In the same way as Ho et al. (2003), if we assume a BH of 1000  $M_\odot$  accreting at the full Bondi rate (Bondi 1952) and an optically thick, geometrically thin disk (Shakura & Syunyaev 1973), we found an X-ray accretion luminosity five orders of magnitude above our limiting luminosity. However, the BH may be radiatively inefficient as for optically thin advection-dominated accretion flow (ADAFs, see e.g. Narayan et al. 1998). Following Grindlay et al. (2001), our limiting luminosity implies an upper limit of  $\sim 290 M_\odot$  for a central IMBH in NGC 2808.

## 6.6. Other NGC 2808 sources

**NGC 2808 – 1.** This source is the brightest source in the field of view, located  $8.5'$  away from the center of NGC 2808. A source was previously listed in the ASCA source catalogue (Ueda et al. 2001) with a compatible position. The unabsorbed flux is lower but consistent with our detection ( $F_{0.7-7 \text{ keV}}^{\text{ASCA}} = 3.0 \pm 0.7 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and  $F_{0.7-7 \text{ keV}}^{\text{XMM}} = 4.0 \pm 0.5 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

This source is well fitted with the absorbed power law model (APL+PO) used by Mainieri et al. (2007) for Seyfert 2 active galactic nuclei (AGN) spectra. It is composed of the Galactic absorption, an absorbed power law, and an unabsorbed power law to model the soft excess below 0.9 keV. The lightcurve plotted in Fig. 9 is typical of an AGN, showing short-term low amplitude



**Table 9.** NGC 2808 core sources summary table. We give for each source the J2000 position with errors, the offset from the GC center, the luminosity in band 0.5–10 keV [ $\times 10^{-14}$  erg s $^{-1}$ ] and the hardness ratios (*HR*). The probable nature of the object is indicated as discussed in Sect. 6. The *HR* for two energy band *B1* and *B2* are defined by  $HR = (B2 - B1)/(B1 + B2)$ , *HR1* for 0.5–1.5 and 1.5–3 keV energy bands, *HR2* for 1.5–3 and 3–10 keV energy bands.

ID	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Offset	Lum.	HR1	HR2	Probable nature
C1	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.33 <sup>s</sup>	−64°51′49.09″	3.47″	0.19′	9.5 ± 1.7	−0.29	0.07	CV
C2	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.65 <sup>s</sup>	−64°51′51.58″	3.07″	0.13′	2.6 ± 0.4	−0.96	−1.00	qLMXB
C3	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 00.58 <sup>s</sup>	−64°52′00.14″	3.43″	0.31′	3.3 ± 2.0	−0.18	0.20	CV
C4	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 03.85 <sup>s</sup>	−64°52′04.50″	4.47″	0.32′	3.2 ± 2.1	−0.23	−0.20	CV
C5	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 59.27 <sup>s</sup>	−64°51′46.74″	4.47″	0.35′	3.0 ± 1.8	0.33	0.08	CV

variability (see for instance [Gliozzi et al. 2004](#)). We note that a UV counterpart is found in the OM data. These features are all consistent with an AGN, but an optical or infrared counterpart is needed to confirm the nature of this source.

NGC 2808 – 5 and 13. These sources show very absorbed spectra, well fitted with the APL+PO model ([Mainieri et al. 2007](#)). These spectra could indicate Seyfert 2 AGN, as for source 1.

NGC 2808 – 17. This source is located 3.2′ away from the center of NGC 2808. We found a possible optical counterpart, HD 79548 at RA<sub>2000</sub> 9<sup>h</sup>11<sup>m</sup>33.293<sup>s</sup>, Dec<sub>2000</sub> −64°51′03.28″. This star is an A0V star with magnitudes *B* = 10.42 and *V* = 10.15. A UV counterpart is observed in the OM data with a magnitude of 10.95, consistent with the emission of HD 79548. Using the distance and the visual magnitude of Vega, a well known A0V star (7.76 pc, *V* = 0.03), we estimated a distance of ~800 pc for HD 79548, and derived an X-ray luminosity of  $L_{0.5-10 \text{ keV}} = 4.9 \pm 0.9 \times 10^{29}$  erg s $^{-1}$ .

The relation between the X-ray source and HD 79548 is unclear and it is possible that we observe a background source aligned with HD 79548. However, young A0V stars with an age less than 10<sup>7</sup> yr can be such a bright X-ray source (e.g. [Pease et al. 2006](#); [Tout & Pringle 1995](#)). An active star as a companion is also consistent with the X-ray emission obtained ([Briggs & Pye 2003](#); [Golub et al. 1983](#)). Optical spectroscopic observations of this source could help to determine the nature of this object.

### 6.7. Peculiar NGC 4372 sources

As the sources are distant from the core of the GC, they are more likely to be background sources.

NGC 4372 – 1 and 2. These two soft sources appear to have similar parameters (Table 8). They are around 12′ away from the center of NGC 4372, and are 2′ away from each other. Their spectra show a soft excess between 0.5 and 0.9 keV, possibly due to reprocessed emission of an absorbed AGN.

NGC 4372 – 4. This source appears to be harder than the source R13 detected previously with ROSAT at the same location (within the error circles). With ROSAT, the photon-index corresponding to the hardness ratio is ~2, and for our observation, it goes down to ~0.5, if we assume the same absorption. If we assume the same photon-index for the two observations, then the absorption has doubled.

NGC 4372 – 7, 8 and R10. In the contour map published by [Johnston et al. \(1996\)](#), we can see some unresolved features at the positions of sources 7 and 8. We can estimate that their fluxes (Table 3) have increased by a factor 12 and 4 for sources 7 and 8 respectively. ROSAT source R10 is not detected in our data. As we should have detected all ROSAT sources, it may have varied between the two observations by a factor 2 to become fainter than our limiting flux.

## 7. Conclusions

We have presented XMM-Newton observations of the globular clusters NGC 2808 and NGC 4372.

For NGC 2808, we have shown that the five central sources are likely to be linked to the cluster. One of these is very likely to be a qLMXB, and the emission of the remaining central sources is consistent with  $20 \pm 10$  bright CVs (at luminosities above  $L_{0.5-10 \text{ keV}} = 4.25 \times 10^{31}$  erg s $^{-1}$ ), of which 4 are detected in our data. A summary of these sources is presented in Table 9. We expect to resolve more objects in the core of NGC 2808 in our Chandra observation ([Servillat et al. 2008](#)).

For NGC 4372, we detect no sources in the half-mass radius, but the limiting luminosity of our observations is not constraining, in particular for a possible population of faint CVs. We compared our sources outside the half-mass radius to previously detected sources with ROSAT in the field of view, and found a very good correlation for most of the sources.

*Acknowledgements.* This work is based on observations obtained with XMM-Newton, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and NASA. We thank the CNES for support of the operational phase of the mission. This research has made use of the SIMBAD database, operated at the CDS, Strasbourg, France. We are grateful to J. Grindlay whose comments have helped to improve this paper.

## References

- Alcaino, G., Liller, W., Alvarado, F., & Wenderoth, E. 1991, *AJ*, 102, 159
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby, & J. Barnes, ASP Conf. Ser., 101, 17
- Baskill, D. S., Wheatley, P. J., & Osborne, J. P. 2005, *MNRAS*, 357, 626
- Bedin, L. R., Piotto, G., Zoccali, M., et al. 2000, *A&A*, 363, 159
- Bogdanov, S., Grindlay, J. E., & van den Berg, M. 2005, *ApJ*, 630, 1029
- Bondi, H. 1952, *MNRAS*, 112, 195
- Briggs, K. R., & Pye, J. P. 2003, *MNRAS*, 345, 714
- Burstein, D., & Heiles, C. 1978, *Astrophys. Lett.*, 19, 69
- Carretta, E., Gratton, R. G., Clementini, G., & Fusi Pecci, F. 2000, *ApJ*, 533, 215
- Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., et al. 2006, *A&A*, 450, 523
- Cash, W. 1979, *ApJ*, 228, 939
- Colpi, M., Mapelli, M., & Possenti, A. 2003, *ApJ*, 599, 1260
- D’Amico, N., Possenti, A., Fici, L., et al. 2002, *ApJ*, 570, L89
- Dempsey, R. C., Linsky, J. L., Schmitt, J. H. M. M., & Fleming, T. A. 1993, *ApJ*, 413, 333
- Dieball, A., Knigge, C., Zurek, D. R., Shara, M. M., & Long, K. S. 2005, *ApJ*, 625, 156

- Edmonds, P. D., Gilliland, R. L., Heinke, C. O., & Grindlay, J. E. 2003, *ApJ*, 596, 1177
- Ehle, M., Breittellner, M., Gonzalez Riestra, R., et al. 2006, *XMM-Newton Users' Handbook v2.4*
- Evans, P. A., & Hellier, C. 2007, *ApJ*, 663, 1277
- Faulkner, D. J., Scott, T. R., Wood, P. R., & Wright, A. E. 1991, *ApJ*, 374, L45
- Gebhardt, K., Rich, R. M., & Ho, L. C. 2002, *ApJ*, 578, L41
- Gebhardt, K., Rich, R. M., & Ho, L. C. 2005, *ApJ*, 634, 1093
- Gendre, B., Barret, D., & Webb, N. A. 2003a, *A&A*, 403, L11
- Gendre, B., Barret, D., & Webb, N. A. 2003b, *A&A*, 400, 521
- Gerssen, J., van der Marel, R. P., Gebhardt, K., et al. 2002, *AJ*, 124, 3270
- Gliozzi, M., Sambruna, R. M., Brandt, W. N., Mushotzky, R., & Eracleous, M. 2004, *A&A*, 413, 139
- Golub, L., Harnden, Jr., F. R., Maxson, C. W., et al. 1983, *ApJ*, 271, 264
- Grindlay, J. E., Heinke, C., Edmonds, P. D., & Murray, S. S. 2001, *Science*, 292, 2290
- Harris, W. E. 1974, *ApJ*, 192, L161
- Harris, W. E. 1996, *AJ*, 112, 1487
- Hasinger, G., Miyaji, T., & Schmidt, M. 2005, *A&A*, 441, 417
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Lloyd, D. A., & Edmonds, P. D. 2003a, *ApJ*, 588, 452
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Lugger, P. M., et al. 2003b, *ApJ*, 598, 501
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Edmonds, P. D., et al. 2005, *ApJ*, 625, 796
- Heinke, C. O., Wijnands, R., Cohn, H. N., et al. 2006, *ApJ*, 651, 1098
- Ho, L. C., Terashima, Y., & Okajima, T. 2003, *ApJ*, 587, L35
- Hurley, J. R. 2007, *MNRAS*, 379, 93
- Hurley, J. R., Aarseth, S. J., & Shara, M. M. 2007, *ApJ*, 665, 707
- Hut, P., McMillan, S., Goodman, J., et al. 1992, *PASP*, 104, 981
- Hut, P., Shara, M. M., Aarseth, S. J., et al. 2003, *New Astron.*, 8, 337
- Ivanova, N., Heinke, C. O., Rasio, F. A., et al. 2006, *MNRAS*, 372, 1043
- Johnston, H. M., Verbunt, F., & Hasinger, G. 1996, *A&A*, 309, 116
- Kaluzny, J., & Krzeminski, W. 1993, *MNRAS*, 264, 785
- Lewin, W. H. G., & Joss, P. C. 1983, in *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources*, ed. W. H. G. Lewin, & E. P. J. van den Heuvel, 41
- Lightman, A. P., & Grindlay, J. E. 1982, *ApJ*, 262, 145
- Lockman, F. J., Jahoda, K., & McCammon, D. 1986, *ApJ*, 302, 432
- Loiseau, N. 2006, *User's Guide to the XMM-Newton Science Analysis System v4.0*
- Maccarone, T. J., Kundu, A., Zepf, S. E., & Rhode, K. L. 2007, *Nature*, 445, 183
- Mainieri, V., Hasinger, G., Cappelluti, N., et al. 2007, *ApJS*, 172, 368
- Mukai, K. 1993, *Legacy*, 3, 21
- Narayan, R., Mahadevan, R., & Quataert, E. 1998, in *Theory of Black Hole Accretion Disks*, ed. M. A. Abramowicz, G. Bjornsson, & J. E. Pringle, 148
- Pease, D. O., Drake, J. J., & Kashyap, V. L. 2006, *ApJ*, 636, 426
- Pfahl, E., & Rappaport, S. 2001, *ApJ*, 550, 172
- Pietrukowicz, P., Kaluzny, J., Thompson, I. B., et al. 2005, *Acta Astron.*, 55, 261
- Piotto, G., Bedin, L. R., Anderson, J., et al. 2007, *ApJ*, 661, L53
- Pooley, D., & Hut, P. 2006, *ApJ*, 646, L143
- Pooley, D., Lewin, W. H. G., Anderson, S. F., et al. 2003, *ApJ*, 591, L131
- Richman, H. R. 1996, *ApJ*, 462, 404
- Servillat, M., Webb, N. A., Barret, D., et al. 2008, in *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, ed. E. Vesperini, M. Giersz, & A. Sills, *IAU Symp.*, 246, submitted
- Shakura, N. I., & Syunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Tout, C. A., & Pringle, J. E. 1995, *MNRAS*, 272, 528
- Trenti, M. 2006, *MNRAS*, submitted [[arXiv:astro-ph/0612040](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612040)]
- Trenti, M., Ardi, E., Mineshige, S., & Hut, P. 2007, *MNRAS*, 374, 857
- Ueda, Y., Ishisaki, Y., Takahashi, T., Makishima, K., & Ohashi, T. 2001, *ApJS*, 133, 1
- Verbunt, F., & Hut, P. 1987, in *The Origin and Evolution of Neutron Stars*, ed. D. J. Helfand, & J.-H. Huang, *IAU Symp.*, 125, 187
- Verbunt, F., Johnston, H., Hasinger, G., Belloni, T., & Bunk, W. 1994, in *Interacting Binary Stars*, ed. A. W. Shafter, *ASP Conf. Ser.*, 56, 244
- Voges, W., Aschenbach, B., Boller, T., et al. 1999, *A&A*, 349, 389
- Webb, N. A., & Barret, D. 2007, *ApJ*
- Webb, N. A., Serre, D., Gendre, B., et al. 2004, *A&A*, 424, 133
- Webb, N. A., Wheatley, P. J., & Barret, D. 2006, *A&A*, 445, 155
- Yang, Y., Mushotzky, R. F., Barger, A. J., et al. 2003, *ApJ*, 585, L85
- Zavlin, V. E., Pavlov, G. G., & Shibanov, Y. A. 1996, *A&A*, 315, 141

**Table 2.** NGC 2808 X-ray source properties. The columns contain the ID of the source, the position (RA<sub>2000</sub> and Dec<sub>2000</sub>) with the error, the rate [ $\times 10^{-3}$  count s<sup>-1</sup>], the flux converted with ECFs in band 0.5–10 keV [ $\times 10^{-14}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] and the hardness ratios (*HR*). The *HR* for two energy band *B1* and *B2* are defined by  $HR = (B2 - B1)/(B1 + B2)$ , *HR1* for 0.5–1.5 and 1.5–3 keV energy bands, *HR2* for 1.5–3 and 3–10 keV energy bands.

ID	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Rate	Flux	HR1	HR2
C1	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.33 <sup>s</sup>	-64°51'49.09"	3.47"	29.1 ± 5.8	9.1 ± 4.2	-0.29	0.07
C2	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.65 <sup>s</sup>	-64°51'51.58"	3.07"	18.5 ± 4.4	2.5 ± 1.5	-0.96	-1.00
C3	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 00.58 <sup>s</sup>	-64°52'00.14"	3.43"	10.4 ± 2.4	3.0 ± 1.8	-0.18	0.20
C4	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 03.85 <sup>s</sup>	-64°52'04.50"	4.47"	7.9 ± 2.3	2.9 ± 1.9	-0.23	-0.20
C5	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 59.27 <sup>s</sup>	-64°51'46.74"	4.47"	5.9 ± 1.8	2.7 ± 1.6	0.33	0.08
1	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 49.68 <sup>s</sup>	-64°48'15.73"	2.73"	223.9 ± 5.1	71.4 ± 4.2	-0.07	-0.04
2	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 28.05 <sup>s</sup>	-64°50'37.34"	2.73"	72.8 ± 2.3	17.0 ± 1.5	-0.28	-0.26
3	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 18.94 <sup>s</sup>	-64°51'00.39"	2.73"	58.2 ± 2.1	9.7 ± 1.0	-0.54	-0.36
5	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 56.89 <sup>s</sup>	-64°52'28.86"	2.75"	48.7 ± 2.9	30.1 ± 4.3	0.78	0.46
6	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 01.41 <sup>s</sup>	-64°52'17.62"	2.78"	17.9 ± 1.2	3.7 ± 0.8	-0.27	-0.53
7	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 18.36 <sup>s</sup>	-64°48'41.90"	2.77"	15.7 ± 1.1	3.1 ± 0.6	-0.41	-0.37
8	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 41.37 <sup>s</sup>	-64°44'30.49"	2.79"	38.7 ± 2.9	9.4 ± 2.2	-0.31	-0.24
9	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 49.16 <sup>s</sup>	-64°44'49.84"	2.80"	20.9 ± 1.6	6.1 ± 1.3	-0.33	0.04
10	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 27.75 <sup>s</sup>	-64°43'20.61"	2.79"	39.3 ± 2.9	14.5 ± 2.7	0.01	0.07
11	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 25.55 <sup>s</sup>	-65°01'03.40"	2.81"	20.9 ± 1.7	2.0 ± 0.5	-0.85	-0.77
12	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 37.75 <sup>s</sup>	-64°44'04.26"	2.80"	18.5 ± 1.6	4.6 ± 1.2	-0.27	-0.19
13	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 26.44 <sup>s</sup>	-64°53'15.84"	2.80"	10.7 ± 0.9	5.4 ± 1.0	0.48	0.13
14	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 49.98 <sup>s</sup>	-64°56'13.02"	2.79"	11.2 ± 1.0	3.4 ± 0.8	0.09	-0.23
15	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 51.95 <sup>s</sup>	-65°02'12.43"	2.81"	19.3 ± 1.8	5.3 ± 1.4	-0.16	-0.17
16	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 37.17 <sup>s</sup>	-64°52'01.33"	2.83"	17.0 ± 1.6	6.6 ± 1.5	0.08	0.12
17	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 33.49 <sup>s</sup>	-64°51'04.13"	2.82"	8.4 ± 0.8	1.6 ± 0.5	-0.51	-0.33
18	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 01.98 <sup>s</sup>	-64°44'56.08"	2.90"	13.6 ± 1.6	4.9 ± 1.4	-0.01	-0.07
19	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 57.78 <sup>s</sup>	-64°49'36.80"	2.85"	16.4 ± 1.9	4.0 ± 1.1	-0.35	-0.14
20	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 28.80 <sup>s</sup>	-64°59'18.90"	2.85"	12.4 ± 1.5	1.9 ± 0.9	-0.90	-0.07
21	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 42.59 <sup>s</sup>	-65°01'25.98"	2.83"	16.3 ± 1.6	5.3 ± 1.4	-0.26	0.13
22	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 35.07 <sup>s</sup>	-64°53'17.99"	2.86"	6.8 ± 0.7	1.2 ± 0.4	-0.65	-0.25
23	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 36.92 <sup>s</sup>	-64°45'45.28"	2.90"	9.8 ± 1.1	3.1 ± 0.9	-0.38	0.15
24	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.49 <sup>s</sup>	-64°56'14.25"	2.85"	5.8 ± 0.7	0.9 ± 0.4	-0.99	-0.38
25	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 28.92 <sup>s</sup>	-64°55'23.47"	2.85"	6.4 ± 0.8	0.9 ± 0.4	-0.67	-0.61
26	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 26.97 <sup>s</sup>	-64°48'49.42"	2.88"	6.6 ± 0.8	1.3 ± 0.5	-0.39	-0.28
27	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 23.49 <sup>s</sup>	-64°51'04.73"	2.87"	9.8 ± 1.2	2.8 ± 1.0	-0.60	0.34
28	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 57.53 <sup>s</sup>	-65°02'53.79"	2.94"	9.7 ± 1.3	1.8 ± 0.9	-0.52	-0.17
29	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 02.18 <sup>s</sup>	-64°55'08.08"	2.87"	5.8 ± 0.7	1.6 ± 0.5	-0.43	0.07
30	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 06.52 <sup>s</sup>	-65°01'56.63"	2.89"	10.0 ± 1.4	3.0 ± 1.2	0.17	-0.39
31	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 12.59 <sup>s</sup>	-64°52'57.75"	2.91"	5.9 ± 0.8	1.1 ± 0.6	-0.31	-0.68
32	9 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 55.01 <sup>s</sup>	-64°51'10.46"	3.03"	15.8 ± 2.5	3.9 ± 2.0	-0.40	-0.24
33	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 42.43 <sup>s</sup>	-64°58'00.14"	2.98"	10.4 ± 1.6	2.9 ± 1.2	-0.10	-0.30
34	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 37.72 <sup>s</sup>	-64°46'02.15"	2.99"	6.8 ± 0.9	1.6 ± 0.7	-0.15	-0.39
35	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 26.42 <sup>s</sup>	-64°55'29.70"	2.94"	10.1 ± 1.4	4.0 ± 1.5	-0.31	0.13
36	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 42.88 <sup>s</sup>	-64°44'34.46"	3.03"	7.3 ± 1.1	2.3 ± 1.0	-0.11	0.08
37	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 33.26 <sup>s</sup>	-64°50'28.09"	2.93"	4.9 ± 0.7	2.2 ± 0.7	0.11	0.06
38	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 17.38 <sup>s</sup>	-64°46'54.15"	2.90"	9.0 ± 1.4	2.3 ± 1.0	-0.34	0.00
39	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 27.64 <sup>s</sup>	-65°00'59.56"	3.03"	11.6 ± 1.9	3.6 ± 1.9	-0.13	-0.20
40	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 54.61 <sup>s</sup>	-64°41'00.71"	3.17"	12.7 ± 2.0	3.6 ± 1.7	0.07	0.07
41	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 34.56 <sup>s</sup>	-64°53'47.62"	2.98"	3.3 ± 0.5	0.4 ± 0.2	-0.95	-0.34
42	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 49.91 <sup>s</sup>	-64°44'30.75"	3.20"	9.2 ± 1.8	2.2 ± 1.4	-0.90	0.63
43	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 09.20 <sup>s</sup>	-65°00'14.31"	3.06"	5.6 ± 0.9	2.5 ± 0.9	-0.28	0.17
44	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 10.38 <sup>s</sup>	-64°42'45.63"	2.96"	6.6 ± 1.0	1.2 ± 0.6	-0.61	-0.61
45	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 34.52 <sup>s</sup>	-64°55'58.33"	2.95"	4.6 ± 0.7	0.8 ± 0.4	-0.07	-0.72
46	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 26.58 <sup>s</sup>	-64°52'57.28"	2.91"	3.6 ± 0.6	0.8 ± 0.4	-0.41	-0.09
47	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 11.98 <sup>s</sup>	-64°55'04.46"	2.95"	5.4 ± 0.8	1.1 ± 0.6	0.11	-0.74
48	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 37.18 <sup>s</sup>	-64°59'23.29"	3.01"	9.7 ± 1.6	3.6 ± 1.5	-0.46	0.40
49	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 43.80 <sup>s</sup>	-64°57'21.68"	3.10"	6.4 ± 1.1	0.9 ± 0.6	-0.43	-0.73
50	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 39.39 <sup>s</sup>	-64°53'30.91"	3.13"	3.2 ± 0.6	0.6 ± 0.4	-0.74	-0.28
51	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 19.71 <sup>s</sup>	-65°01'39.27"	3.18"	6.2 ± 1.2	2.0 ± 1.2	0.11	-0.08
52	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 10.14 <sup>s</sup>	-64°49'32.70"	3.36"	9.9 ± 1.9	3.4 ± 1.8	-0.37	0.24
53	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 27.99 <sup>s</sup>	-64°45'16.78"	3.10"	5.1 ± 1.1	2.5 ± 1.1	-0.15	0.35
54	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 48.16 <sup>s</sup>	-64°49'13.83"	3.33"	5.8 ± 1.5	1.7 ± 1.1	0.09	-0.44
55	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 49.56 <sup>s</sup>	-64°53'04.38"	3.01"	4.6 ± 0.8	1.4 ± 0.8	-0.25	-0.34
56	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 44.02 <sup>s</sup>	-64°57'45.26"	3.17"	4.0 ± 0.8	1.1 ± 0.6	0.04	-0.36
57	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 31.38 <sup>s</sup>	-64°40'31.48"	3.20"	7.6 ± 1.6	2.8 ± 1.6	-0.10	-0.12
58	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 06.13 <sup>s</sup>	-64°42'24.11"	3.12"	11.0 ± 2.6	6.0 ± 2.4	-0.50	0.36

Table 2. continued.

ID	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Rate	Flux	HR1	HR2
59	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 08.53 <sup>s</sup>	-64°51'13.89"	3.13"	3.3 ± 0.7	1.4 ± 0.6	0.47	-0.27
60	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 13.27 <sup>s</sup>	-64°44'01.37"	3.22"	6.1 ± 1.2	2.0 ± 1.1	-0.40	0.30
61	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 54.16 <sup>s</sup>	-65°02'07.50"	3.09"	4.6 ± 1.0	1.9 ± 0.9	0.46	-0.36
62	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 51.81 <sup>s</sup>	-64°52'10.04"	3.24"	2.6 ± 0.6	0.6 ± 0.5	0.30	-0.41
63	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 57.26 <sup>s</sup>	-64°49'07.89"	3.30"	3.2 ± 0.8	1.7 ± 1.0	-0.43	-0.50
64	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 07.10 <sup>s</sup>	-64°38'42.62"	3.86"	8.1 ± 2.2	5.1 ± 2.1	-0.12	0.24
65	9 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 07.11 <sup>s</sup>	-64°56'07.10"	3.57"	3.7 ± 0.8	1.4 ± 0.9	-0.77	-0.29
66	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 37.91 <sup>s</sup>	-64°48'56.44"	3.16"	2.8 ± 0.6	0.7 ± 0.4	-0.81	0.50
67	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 42.29 <sup>s</sup>	-64°50'33.76"	3.10"	2.3 ± 0.5	1.0 ± 0.5	0.01	-0.30
68	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 12.00 <sup>s</sup>	-64°49'12.30"	3.28"	3.6 ± 0.8	0.8 ± 0.6	-0.37	-0.02
69	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 59.37 <sup>s</sup>	-64°47'32.51"	3.20"	3.6 ± 0.9	0.7 ± 0.5	-0.17	-0.66
70	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 53.55 <sup>s</sup>	-65°01'35.59"	3.12"	6.2 ± 1.4	2.7 ± 1.4	0.09	0.12
71	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 43.16 <sup>s</sup>	-64°53'13.82"	3.41"	4.1 ± 1.0	1.6 ± 0.8	0.01	0.12
72	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 46.84 <sup>s</sup>	-65°04'05.62"	3.41"	2.7 ± 0.7	1.1 ± 0.9	-0.62	-0.51
73	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 25.04 <sup>s</sup>	-64°54'44.82"	3.29"	3.7 ± 0.9	1.0 ± 0.7	-0.21	0.45
74	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 40.75 <sup>s</sup>	-65°01'06.34"	3.35"	3.4 ± 1.1	0.5 ± 0.8	-0.48	-1.00
75	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 25.96 <sup>s</sup>	-64°42'14.74"	3.32"	4.4 ± 1.1	1.2 ± 0.8	-0.32	-0.34
76	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 13.28 <sup>s</sup>	-64°44'30.85"	3.22"	3.3 ± 0.8	2.0 ± 0.9	0.34	0.45
77	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 23.75 <sup>s</sup>	-64°57'10.31"	3.17"	2.5 ± 0.7	0.9 ± 0.7	-0.38	0.40
78	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 01.72 <sup>s</sup>	-64°49'35.37"	3.61"	10.1 ± 2.2	4.3 ± 2.1	-0.62	0.76
79	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 32.54 <sup>s</sup>	-65°01'54.65"	3.23"	4.1 ± 1.0	3.7 ± 1.9	-0.53	0.49
80	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 25.92 <sup>s</sup>	-64°41'54.45"	3.14"	6.4 ± 1.6	2.3 ± 1.6	-0.37	0.19
81	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 26.40 <sup>s</sup>	-64°58'32.21"	3.20"	4.5 ± 1.2	1.4 ± 1.1	0.33	-0.15
82	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 06.79 <sup>s</sup>	-64°46'17.01"	3.30"	3.6 ± 0.9	1.3 ± 0.6	0.18	-0.03
83	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 39.50 <sup>s</sup>	-64°51'40.97"	3.17"	4.1 ± 1.0	1.9 ± 1.0	-0.06	0.33
84	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 18.08 <sup>s</sup>	-64°44'05.44"	3.30"	2.7 ± 0.8	0.5 ± 0.6	-1.00	0.33
85	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 13.60 <sup>s</sup>	-64°47'53.24"	3.07"	2.1 ± 0.5	1.2 ± 0.6	0.40	0.28
86	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 29.41 <sup>s</sup>	-64°45'58.43"	3.21"	4.1 ± 0.8	2.2 ± 0.9	1.00	0.38
87	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 03.27 <sup>s</sup>	-64°43'57.14"	3.30"	5.1 ± 1.2	2.6 ± 1.2	0.96	0.24
88	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 21.58 <sup>s</sup>	-64°56'55.59"	3.13"	2.9 ± 0.7	1.6 ± 0.7	0.67	0.54
89	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 55.54 <sup>s</sup>	-65°02'46.31"	3.32"	6.2 ± 1.5	2.4 ± 1.4	0.21	0.07
90	9 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 02.85 <sup>s</sup>	-64°57'02.65"	3.46"	1.8 ± 0.6	1.6 ± 1.0	-0.45	-0.53
91	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 30.90 <sup>s</sup>	-64°54'28.17"	3.35"	1.1 ± 0.3	1.2 ± 0.6	0.97	-0.12
92	9 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 56.63 <sup>s</sup>	-64°48'46.89"	3.11"	4.7 ± 1.5	0.4 ± 1.0	-0.94	0.00

**Table 3.** NGC 4372 X-ray source properties. The columns contain the ID of the source, the position (RA<sub>2000</sub> and Dec<sub>2000</sub>) with the error, the rate [ $\times 10^{-3}$  count s<sup>-1</sup>], the flux converted with ECFs in band 0.5–10 keV [ $\times 10^{-14}$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] and the hardness ratios (*HR*). The *HR* for two energy band *B1* and *B2* are defined by  $HR = (B2 - B1)/(B1 + B2)$ , *HR1* for 0.5–1.5 and 1.5–3 keV energy bands, *HR2* for 1.5–3 and 3–10 keV energy bands.

ID	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Rate	Flux	HR1	HR2
1	12 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 33.82 <sup>s</sup>	-72°27'47.25"	2.74"	221.0 ± 8.4	74.8 ± 9.5	-0.75	-0.72
2	12 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 11.18 <sup>s</sup>	-72°27'03.41"	2.74"	250.6 ± 10.1	113.0 ± 15.7	-0.62	-0.44
3	12 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 38.57 <sup>s</sup>	-72°49'23.94"	2.81"	38.1 ± 3.3	10.5 ± 4.7	-0.94	-1.00
4	12 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> 24.22 <sup>s</sup>	-72°32'37.25"	2.89"	27.3 ± 3.2	19.4 ± 6.0	-0.05	-0.37
5	12 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup> 47.98 <sup>s</sup>	-72°42'15.92"	3.02"	15.8 ± 2.3	9.1 ± 4.1	-0.47	-0.28
6	12 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 01.38 <sup>s</sup>	-72°43'15.82"	2.92"	19.4 ± 2.5	41.9 ± 7.7	-0.01	0.17
7	12 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup> 09.69 <sup>s</sup>	-72°31'41.34"	3.03"	26.3 ± 3.9	60.1 ± 12.2	0.19	0.14
8	12 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> 56.17 <sup>s</sup>	-72°41'04.30"	3.03"	13.4 ± 2.2	23.6 ± 6.2	-0.03	-0.07
9	12 <sup>h</sup> 25 <sup>m</sup> 27.76 <sup>s</sup>	-72°26'52.07"	3.69"	21.8 ± 5.5	13.0 ± 11.1	-0.10	-0.55
10	12 <sup>h</sup> 27 <sup>m</sup> 32.84 <sup>s</sup>	-72°40'13.53"	3.32"	5.1 ± 1.3	2.9 ± 2.6	-0.73	-1.00



## **Annexe D**

### **Publication 2 : Servillat *et al.* (2008a)**

*Combined Chandra, XMM-Newton and Hubble Space Telescope observations of the Galactic globular cluster NGC 2808*

Servillat M., Dieball A., Webb N.A., Knigge C., Cornelisse R., Barret D., Long K.S., Shara M.M. & Zurek D.R., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 490, 641



# Combined Chandra, XMM-Newton, and Hubble Space Telescope observations of the Galactic globular cluster NGC 2808<sup>★</sup>

M. Servillat<sup>1</sup>, A. Dieball<sup>2</sup>, N. A. Webb<sup>1</sup>, C. Knigge<sup>2</sup>, R. Cornelisse<sup>3</sup>,  
 D. Barret<sup>1</sup>, K. S. Long<sup>4</sup>, M. M. Shara<sup>5</sup>, and D. R. Zurek<sup>5</sup>

<sup>1</sup> CESR, Observatoire Midi-Pyrénées, Université Paul Sabatier, CNRS, 9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France  
 e-mail: [mathieu.servillat@cesr.fr](mailto:mathieu.servillat@cesr.fr)

<sup>2</sup> Department of Physics and Astronomy, University of Southampton, SO17 1BJ, UK

<sup>3</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, Vía Lactea, La Laguna 38200, Santa Cruz de Tenerife, Spain

<sup>4</sup> Space Telescope Science Institute, Baltimore, MD 21218, USA

<sup>5</sup> Department of Astrophysics, American Museum of Natural History, New York, NY 10024, USA

Received 13 May 2008 / Accepted 15 August 2008

## ABSTRACT

**Aims.** Using new Chandra X-ray observations and existing XMM-Newton X-ray and Hubble far ultraviolet observations, we aim to detect and identify the faint X-ray sources belonging to the Galactic globular cluster NGC 2808 in order to understand their role in the evolution of globular clusters.

**Methods.** We present a Chandra X-ray observation of the Galactic globular cluster NGC 2808. We classify the X-ray sources associated with the cluster by analysing their colours and variability. Previous observations with XMM-Newton and far ultraviolet observations with the Hubble Space Telescope are re-investigated to help identify the Chandra sources associated with the cluster. We compare our results to population synthesis models and observations of other Galactic globular clusters.

**Results.** We detect 113 sources, of which 16 fall inside the half-mass radius of NGC 2808 and are concentrated towards the cluster core. From statistical analysis, these 16 sources are very likely to be linked to the cluster. We detect short-term (1 day) variability in X-rays for 7 sources, of which 2 fall inside the half-mass radius, and long-term (28 months) variability for 10 further sources, of which 2 fall inside the half-mass radius. Ultraviolet counterparts are found for 8 Chandra sources in the core, of which 2 have good matching probabilities and have ultraviolet properties expected for cataclysmic variables. We find one likely neutron star-quiescent low-mass X-ray binary and 8 cataclysmic variable candidates in the core of NGC 2808. The other sources are cataclysmic variable candidates, but some could possibly be active binaries or millisecond pulsars. We find a possible deficit of X-ray sources compared to 47 Tuc which could be related to the metallicity content and the complexity of the evolution of NGC 2808.

**Key words.** globular clusters: individual: NGC 2808 – X-rays: general – binaries: close – novae, cataclysmic variables

## 1. Introduction

Globular clusters (GCs) are old, gravitationally bound stellar systems which can have extremely high stellar densities, especially in their core regions. In such an environment, dynamical interactions between the cluster members are inevitable, leading to a variety of close binary (CB) systems and other exotic stellar objects. The observed overabundance of neutron star (NS) low-mass X-ray binaries (LMXBs) in GCs relative to the Galactic field was explained by the dynamical processes occurring in the dense cores of GCs (Fabian et al. 1975). In contrast, evolution of a primordial binary into an LMXB in a GC is considered to be much less likely (Verbunt & Hut 1987). Observations also support the fact that quiescent LMXBs (qLMXBs) in GCs scale with the cluster encounter rate (Gendre et al. 2003a; Pooley et al. 2003), implying that qLMXBs are formed through dynamical processes in the dense cores. As white dwarfs (WDs) are far more common than NSs, we would then also expect many more close binaries containing an accreting WD primary, i.e. cataclysmic variables (CVs).

The dynamically-formed CBs are expected to be found in the cores of GCs, where the stellar densities are at a maximum. The less dense regions outside the cores might be populated by CBs that evolved from primordial binaries (e.g. Davies 1997) which are unlikely to survive in the dense core region. Hurley et al. (2007) found that the combined effects of new binary creation and mass segregation exceed the destruction of primordial binaries in the central region of GCs, leading to a marked increase of the binary fraction in the central regions. Thus, we expect the majority of CBs, which are more massive than the mean stellar mass, to be located inside the half-mass radius. Outside the half-mass radius, the primordial binary fraction is well preserved (Hurley et al. 2007).

CBs are important for our understanding of GC evolution, since the binding energy of a few, very close binaries can rival that of a modest-sized GC (e.g. Elson et al. 1987; Hut et al. 1992, 2003, and references therein). In the core, binaries are subject to encounters and hard binaries become harder while transferring their energy to passing stars. Thus, CBs can significantly affect the dynamical evolution of the cluster. If there are only a few CBs, thermal processes dominate the cluster evolution, leading to core collapse followed by GC disruption on a timescale shorter than the mean age of GCs, estimated to be  $12.9 \pm 2.9$  Gyr

<sup>★</sup> Table 1 is only available in electronic form at  
<http://www.aanda.org>



(Carretta et al. 2000). In contrast, the presence of many CBs leads to violent interactions, which heat the cluster, delay the core collapse, and promote its expansion. This depends critically on the number of CBs, which is still poorly known.

Finding and studying these systems has proven to be extremely difficult, since the spatial resolution and detection limits of most available telescopes are insufficient for their detection. Only with the improved sensitivity and imaging quality of XMM-Newton and Chandra in the X-ray (e.g. Webb et al. 2004, 2006; Heinke et al. 2003a, 2006) and HST in the ultraviolet (UV) to infrared (IR) wavebands (Grindlay et al. 2001; Albrow et al. 2001; Edmonds et al. 2003a,b; Knigge et al. 2002, 2003, and references therein) has it become possible to finally detect significant numbers of CB systems in GCs.

The 13 bright X-ray sources found in the  $\sim 150$  known Galactic GCs are LMXBs showing type I X-ray bursts (e.g. Lewin & Joss 1983), whereas the faint sources belonging to the clusters are qLMXBs, CVs, active binaries (ABs, generally RS CVn systems), or millisecond pulsars (MSPs). Multiwavelength studies can be used to identify the faint X-ray sources. For example, qLMXBs are usually identified by their soft blackbody-like or hydrogen atmosphere X-ray spectra (e.g. Gendre et al. 2003a,b), CVs can be confirmed by their blue, variable optical counterpart with hydrogen emission lines in their spectra (e.g. Webb et al. 2004), ABs by their main-sequence, variable optical counterparts (e.g. Edmonds et al. 2003a), and MSPs by their radio counterpart (e.g. Grindlay et al. 2001).

Here, we present an X-ray study of the massive ( $\sim 10^6 M_\odot$ ) GC NGC 2808 ( $\alpha = 09^h 12^m 02^s$ ,  $\delta = -64^\circ 51' 47''$ ). This intermediate metallicity GC ([Fe/H] =  $-1.36$ , Walker 1999) lies at a distance of 9.6 kpc and is reddened by  $E_{B-V} = 0.22 \pm 0.01$  (Harris 1996). An absorption column of  $N_H = 1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$  is derived from the reddening with the relation computed by Predehl & Schmitt (1995). The cluster has a very dense and compact core ( $0.26'$ ), a half-mass radius of  $0.76'$ , a tidal radius of  $15.55'$ , and a half-mass relaxation time of  $1.35 \times 10^9$  yrs (Harris 1996).

NGC 2808 has received considerable attention in the literature and has been observed in the optical in detail as this GC is one of the most extreme examples with an unusual horizontal branch (HB) morphology, as first noted by Harris (1974). It shows a bimodal HB and one of the longest blue HB tails, the so-called extreme HB (EHB), with prominent gaps between the red HB (RHB), blue HB (BHB) and EHB (see also Bedin et al. 2000; Carretta et al. 2006). Recently, Piotto et al. (2007) found that NGC 2808's main sequence (MS) is separated into three branches, which might be associated with the complex HB morphology and abundance distribution, and might be due to successive rounds of star formation with different helium abundances. NGC 2808 is proposed as a good candidate to harbour an intermediate mass black hole (IMBH) in its core, due to its optical luminosity profile and EHB morphology (Miocchi 2007).

The core of NGC 2808 has been imaged with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) on board the Hubble Space Telescope (HST) in the far-UV (FUV) and the near-UV (NUV). Dieball et al. (2005) used the data set with an emphasis on the dynamically-formed stellar populations like CVs and blue stragglers (BSs) and young WDs. They found  $\sim 40$  WD,  $\sim 60$  BS and  $\sim 60$  CV candidates in the field of view that covers the core of the cluster. Two of the CV candidates are variable (FUV sources 222 and 397).

NGC 2808 has also been observed with XMM-Newton in Feb. 2005. Servillat et al. (2008) found 96 sources in the field

of view (equivalent to the tidal radius), of which five fall inside the half-mass radius and are likely to be linked to the cluster. One qLMXB candidate and four CV candidates were discovered in the core of NGC 2808. However, several sources remained unresolved.

In Sect. 2, we present the new Chandra X-ray data, and then compare them to the XMM-Newton observations (Sect. 3). We present HST and XMM-Newton Optical Monitor UV counterparts in Sect. 4. We finally discuss our results in Sect. 5.

## 2. X-ray observations

NGC 2808 was observed with the Chandra X-ray Observatory and the Chandra Advanced CCD Imaging Spectrometer-Imager (ACIS-I) at its focus on 2007 June 19–21 (28 months after the XMM-Newton observation) for two distinct exposures of 46 and 11 kilo seconds (ks). The four front-illuminated ACIS-I chips were used as well as the front-illuminated ACIS-S2 chip and the back-illuminated ACIS-S3 chip at the edge of the field of view. The data were taken in faint, timed-exposure mode. The core of NGC 2808 falls inside the ACIS-I3 chip, where the highest resolution is achieved.

### 2.1. Data reduction

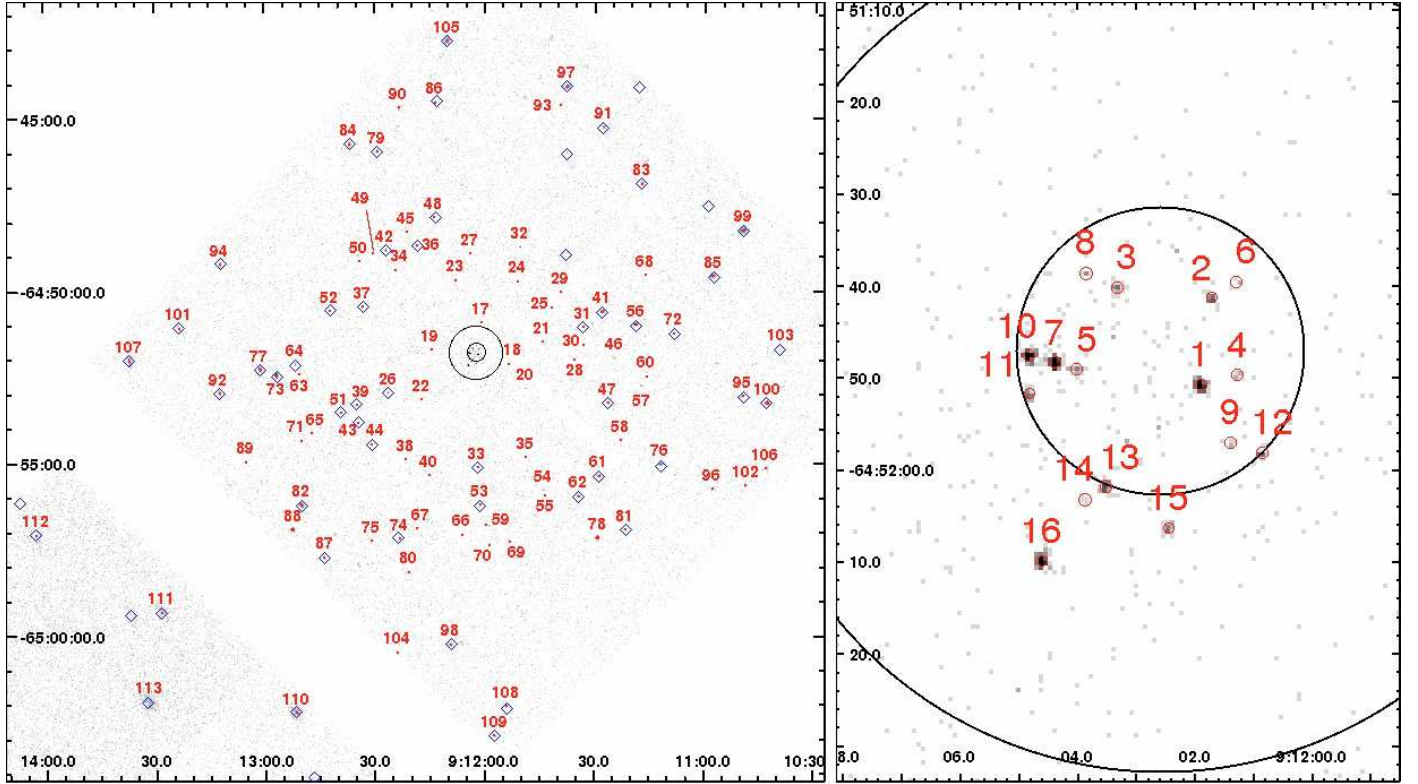
Data reduction was performed using the CIAO v3.4 software<sup>1</sup> (Fruscione et al. 2006) and the CALDB v3.4.0 set of calibration files (gain maps, quantum efficiency, quantum efficiency uniformity, effective area). We reprocessed the level 1 event files of both observations without including the pixel randomization that is added during standard processing. This method slightly improves the point-spread function (PSF). We removed cosmic-ray events which could be detected as spurious faint sources using the tool *acis\_detect\_afterglow*, and identified bad pixels with the tool *acis\_run\_hotpix*. The event lists were then filtered for grades, status, and good time intervals (GTIs), as it is done in the standard processing. We selected events within the energy range 0.3–10.0 keV, where good sensitivity is achieved.

The two observations are successive, the fields of view and the roll angles are similar, and the PSFs from one observation to another are also similar. Therefore the two epochs can be processed as a single observation. We thus reprojected the event list of the second observation to match the first observation, and merged the two event lists using the thread *merge\_all*. We generated an exposure map of the field of view using the same thread. This led to 56.9 ks of clean observation (sum of GTIs).

### 2.2. Source detection

In order to obtain a list of source candidates, we employed the CIAO wavelet-based *wavdetect* tool for source detection in the field of view covered by the four ACIS-I chips. Two energy bands were used, the 0.3–10.0 keV band with all events which allows the detection of the faintest sources, and 0.5–6.0 keV with a higher signal to noise ratio which gives secure detections. We selected scales of 1.0, 1.4, 2.0, 2.8, 4.0, and 5.6 pixels. The scales were chosen to look for narrow PSF sources on-axis and ensure optimal separation, and larger PSF sources at the edge of the detectors, where the PSF is degraded. We selected a threshold probability of  $10^{-6}$ , designed to give one false source per  $10^6$  pixels. This led to the detection of 88 source candidates of

<sup>1</sup> <http://cxc.harvard.edu/ciao>



**Fig. 1.** Chandra source map in the direction of NGC 2808. Events are selected in the energy band 0.5–6.0 keV. Core and half-mass radii are shown. Chandra  $1\sigma$  positional error circles are represented. *Left:* smoothed Chandra image of the field, XMM-Newton sources are shown as diamonds. *Right:* zoom of the Chandra core region of NGC 2808, XMM-Newton sources are not shown here for clarity (see Fig. 4 for a comparison of XMM-Newton and Chandra sources in the core).

which  $\sim 6$  may be false. Of these sources, eleven fall inside the half-mass radius of NGC 2808.

To this list, we added other source candidates in order to test their significance in further processing. We added 14 X-ray sources previously detected with XMM-Newton (Servillat et al. 2008). Seven of them fall on the two ACIS-S chips where we did not use *wavdetect* as the PSF is too large, and seven others were not detected by *wavdetect* on the ACIS-I chips and have possibly varied in flux. Several other faint sources can be picked out by eye, but are not identified by *wavdetect*, possibly because of crowding on-axis and lower signal to noise at the edge of the detector due to the vignetting. We thus added 22 source candidates, of which 10 are inside the half-mass radius of NGC 2808. In total we listed 124 source candidates.

We then used ACIS Extract<sup>2</sup> (Broos et al. 2002) to refine the positions of the sources and to estimate the significance of each candidate source. We excluded sources with a probability of being a source lower than 99.99%. This probability is estimated from the number of source candidate counts compared to the surrounding background counts, taking into account Poisson statistics (Broos et al. 2002, Sect. 5.9.3). Our final list has 113 sources, of which 16 are located inside the half-mass radius of NGC 2808. All of these sources have more than four counts. They are numbered according to their offset from the center of NGC 2808. Their properties are listed in Table 1, and a source map is presented in Fig. 1. The core image is compared to the XMM-Newton image of Servillat et al. (2008) in Sect. 3.1. From the faintest sources detected, the limiting flux of the

observation is  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 0.9 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , corresponding to a limiting luminosity of  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 1.0 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  (at the distance of the cluster).

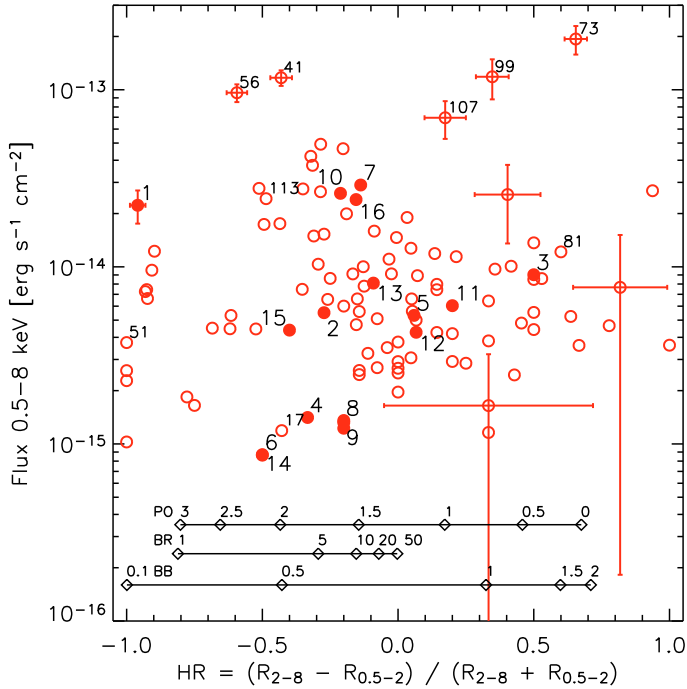
The  $1\sigma$  position error reported in Table 1 is used in this paper to look for matching XMM-Newton and HST *FUV* sources. One may estimate the absolute position error by adding in quadrature the pointing accuracy of Chandra ( $0.4''$ ,  $1\sigma$  error) and the spatial distortion error over the detectors ( $0.1''$ ,  $1\sigma$  error).

### 2.3. Members of NGC 2808

We estimated the number of background X-ray sources we expect to detect in our observation in order to deduce the number of sources likely to be linked to the cluster.

We divided the field of view into three annuli to account for vignetting, and to include in each region at least 20 detected sources. We used the  $\log(N)$ – $\log(S)$  relation calculated by Hasinger et al. (2005) (see also Giacconi et al. 2001; Hasinger et al. 2001) to convert in each annulus our minimum detectable fluxes ( $S$ ) into the number of background sources expected ( $N$ ). This relation was derived from a survey of soft X-ray active galactic nuclei (AGN) in the energy range 0.5–2.0 keV performed with both XMM-Newton and Chandra. We took into account two errors on the value read from the  $\log(N)$ – $\log(S)$  diagram which were added in quadrature: the error on the Chandra flux estimate (see Table 1) converted to an error in  $N$  while reading the  $\log(N)$ – $\log(S)$  diagram, and the precision of the relation which includes Poisson noise (see error bars in Giacconi et al. 2001, their Fig. 3). For each annulus, we estimated the minimum detectable unabsorbed flux of a point source in the energy

<sup>2</sup> [http://www.astro.psu.edu/xray/docs/TARA/ae\\_users\\_guide.html](http://www.astro.psu.edu/xray/docs/TARA/ae_users_guide.html)



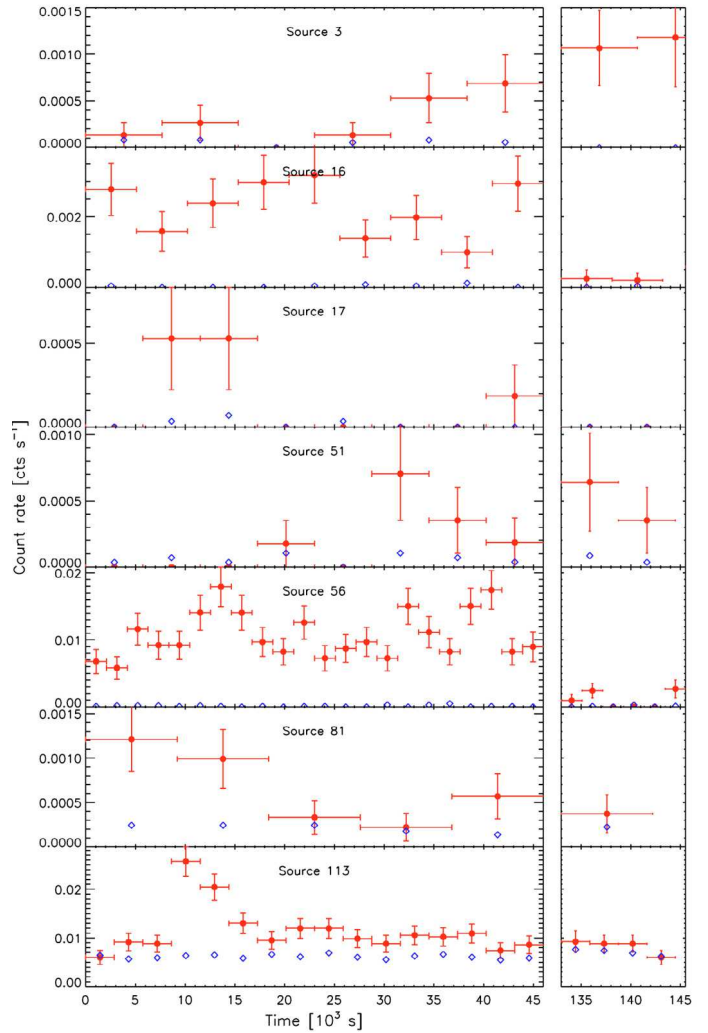
**Fig. 2.** Colour-flux diagram of Chandra sources in the direction of NGC 2808. For clarity, we labelled only the core sources (filled circles), the brightest sources, and variable sources (see Fig. 3). The values for all sources can be found in Table 1. Some error bars are shown which are representative of the error bars at the same flux. Black lines with diamonds show the colours (with an arbitrary flux) of different models with an absorption of  $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ : **PO**: power law with photon indices 3, 2.5, 2, 1.5, 1, 0.5, 0. **BR**: thermal bremsstrahlung with temperatures 1, 5, 10, 15, 20, 50 keV. **BB**: blackbody spectrum with temperatures 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2 keV.

range 0.5–2.0 keV using WebPIMMS<sup>3</sup> v3.9b (Mukai 1993). We assumed for the source a power law model of photon index 1.5 (mean of the detected sources) and the absorption of the cluster. We assumed a minimum detectable count rate corresponding to two cases: the detection limit (the count rate of the faintest source in each annulus) and the completeness limit (twice the count rate of the faintest source). These values were corrected for the vignetting in each annulus using the exposure map. The estimates might be slightly overestimated for the detection limit as we have an incomplete sample of sources. The results are shown in Table 2.

An excess is clearly seen in the center. In the annulus 1.8–3.8', an excess is seen if we assume the detection limit (Table 2), however, with the completeness limit this excess is not confirmed. In the last annulus, we detect the expected number of background sources within the errors. We performed the same estimation inside the half-mass radius of NGC 2808 and  $0.8 \pm 0.8$  sources are expected. Therefore, the 16 sources inside the half-mass radius are very likely to be cluster sources, with perhaps one background source aligned fortuitously. As NGC 2808 has a low Galactic latitude ( $b = -11.3^\circ$ , Harris 1996), we may also expect foreground sources such as active stars or field CVs.

#### 2.4. Spectral and variability analysis

We used the ACIS Extract procedure *ae\_standard\_extraction* to extract spectra and lightcurves for each source. We estimated



**Fig. 3.** Lightcurves of variable Chandra sources. The data is shown with filled circles and error bars, and the corresponding background extracted in an annulus around the source is shown with diamonds. The first (left) and second (right) observations are separated by 86 ks. The zero time is 2007 June 19 at 15 h 55 min 53.5 s.

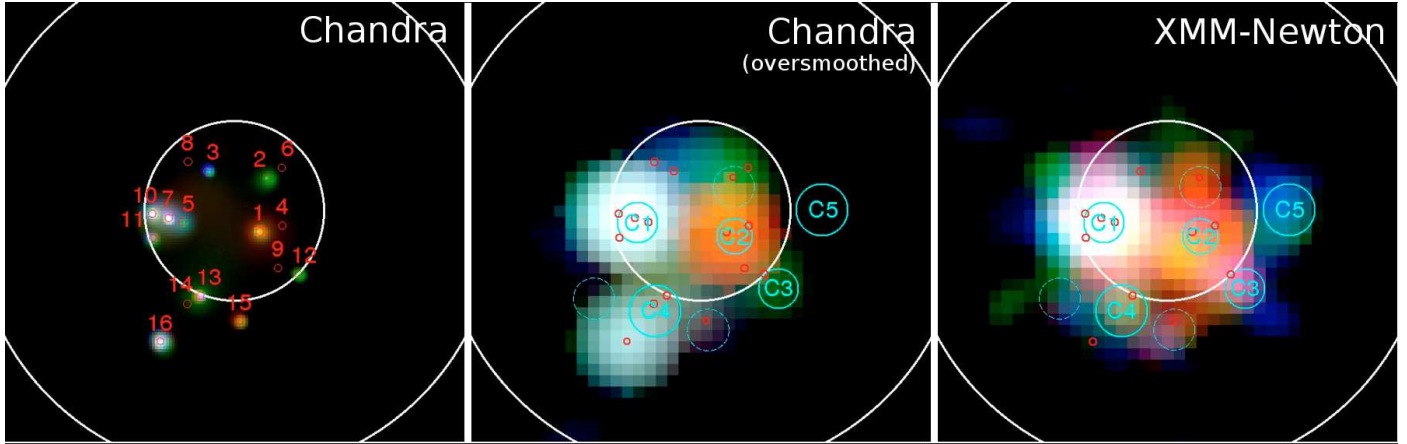
**Table 2.** Expected background sources and detected X-ray sources in NGC 2808 field of view.

Annulus	Detection limit		Completeness limit	
	Expected	Detected	Expected	Detected
0'–1.8'	$4.0 \pm 0.8$	20	$3.4 \pm 0.8$	12
1.8'–3.8'	$12.7 \pm 2.0$	20	$9.8 \pm 2.0$	11
3.8'–7.0'	$36.2 \pm 6.0$	43	$27.2 \pm 6.0$	30
0'–0.76'	$0.8 \pm 0.8$	16	$0.6 \pm 0.8$	11

for each source an optimal extraction region to enclose 90% of the PSF, and estimated the background by selecting 100 surrounding counts outside source regions. None of the extraction regions overlap. The fluxes are then estimated from the count rates in several bands, and the 0.5–8 keV flux is derived. Hardness ratios (colours) are estimated from two energy bands, 0.5–2 and 2–8 keV. The response files of the detector were computed with ACIS Extract for each source using the CIAO tasks *mkarf* and *mkacisrmf* with the associated gain files. We performed a generic spectral fitting of the sources with a power law model and the absorption of the cluster using Xspec v12.2 (Arnaud 1996) through the procedure *acis\_extract*

<sup>3</sup> <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/Tools/w3pimms.html>





**Fig. 4.** Images of the core of NGC 2808. Colours correspond to different energy bands, red: 0.5–1.5 keV, green: 1.5–3 keV, blue: 3–8 keV. The absolute  $1\sigma$  positional error for each source is represented as a circle, red (small) for Chandra and blue (large) for XMM-Newton. Core and half-mass radii are shown. *Left:* Chandra image, smoothed using the adaptative smooth tool *csmooth*. *Center:* Chandra image, over smoothed with a Gaussian filter to be compared with XMM-Newton image. *Right:* XMM-Newton combined image (PN, MOS1 and MOS2), smoothed with a Gaussian filter. Only Chandra detected sources which could have been detected by XMM-Newton are represented (small red circles).

(FIT\_SPECTRA stage). The unabsorbed flux is estimated from the best fit of this model. All these results are reported in Table 1, and we show a colour-flux diagram of all the sources in Fig. 2.

A Kolmogorov-Smirnov (KS) test was performed on the extracted and unbinned lightcurve in order to detect variable sources. Seven sources are found to have a KS probability of constancy lower than  $10^{-2}$ , of which two are located in the core of NGC 2808 (sources 3 and 16), and we confirmed the variability of these sources using Poisson statistics. We extracted their lightcurves and the background lightcurves in an annulus around the source with CIAO *dmextract* task. The binned lightcurves are shown in Fig. 3.

### 3. Comparison with XMM-Newton observations

The XMM-Newton X-ray observation of NGC 2808, performed on 2005 February 1st (Servillat et al. 2008), was reprocessed in order to match our Chandra energy bands (0.5–2 and 2–8 keV). We used the XMM-Newton Science Analysis System<sup>4</sup> (SAS v7.1) and the most recent calibration data files. The data reduction is detailed in Servillat et al. (2008). The 96 detected sources in the XMM-Newton field of view were reprocessed with *emldetect*, without refining the position, in order to extract fluxes and hardness ratios. These values are reported in Table 1 for the sources that are inside the Chandra field of view.

We took into account the different sensitivities of the instruments in the energy bands used. Using a power law model of photon indices 0, 1, 2 or 3 and the absorption of the cluster, we converted with WebPIMMS a given flux into Chandra ACIS-I and XMM-Newton pn count rates, and compared the hardness ratios. The following conversion factors from XMM-Newton pn to Chandra ACIS-I count rates were deduced:  $C_{0.5-2} = 0.75$  and  $C_{2-8} = 1.00$ . The corrected hardness ratios for the different models used are found to match with a maximum error of 0.07, comparable to the  $1\sigma$  errors on hardness ratios (see Table 1). Hereafter we refer to the corrected hardness ratios for XMM-Newton sources.

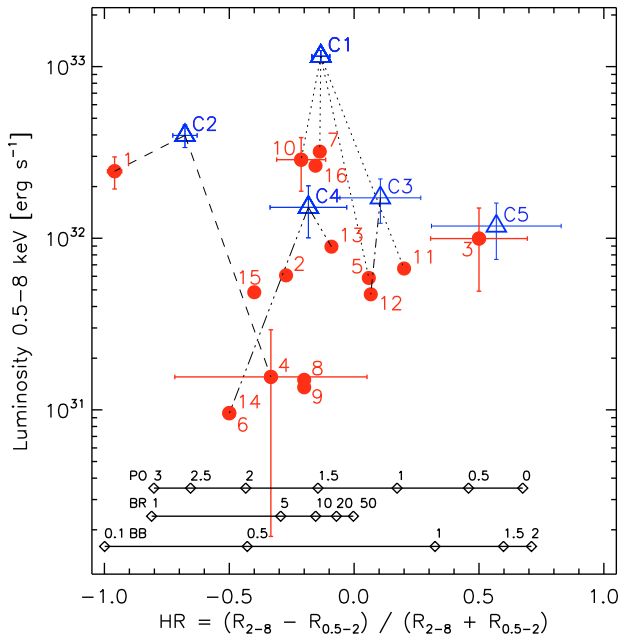
#### 3.1. Inside the half-mass radius

The better resolution of Chandra allowed us to resolve the core sources previously detected with XMM-Newton. At first, in order to compare these different observations, we degraded the Chandra image with a Gaussian filter to enlarge the PSF to the XMM-Newton PSF size. The result is presented in Fig. 4. We note that the images are in general very similar. XMM-Newton source C5 is clearly missing in the Chandra observation, and Chandra source 16 was not detected with XMM-Newton. We extracted a spectrum and generated response files at the position of Chandra source 16 in the XMM-Newton observation to estimate a flux detection limit for this source. We found that Chandra source 16 has varied by a factor of at least  $\sim 5$ . XMM-Newton source C5 has also varied by a factor of at least  $\sim 5$ .

We show a colour-luminosity diagram for Chandra core sources with corresponding XMM-Newton core sources in Fig. 5. We note that the observations are well correlated, taking into account the different resolutions. XMM-Newton source C1 is resolved into four Chandra sources (5, 7, 10 and 11) with consistent colours. XMM-Newton source C2 matches with Chandra source 1. This source appeared slightly harder than the Chandra source, probably because it is overlapped by XMM-Newton source C1 which is hard, as shown in Servillat et al. (2008). XMM-Newton source C3 is matching with Chandra source 12, and XMM-Newton source C4 has consistent parameters with Chandra source 13. We also note that Chandra sources 2 and 15 are related to  $2\sigma$  detections in the XMM-Newton observation, and their fluxes are consistent with the detection limit of the latter observation (Servillat et al. 2008).

We extracted spectra and response files for XMM-Newton core sources C1, C3 and C4, and fitted with Xspec a power law with the absorption of the cluster, and a small contribution from close sources as the PSFs overlap. We also extracted a combined spectrum for Chandra sources 5, 7, 10 and 11, and spectra for Chandra sources 12 and 13, and performed a similar fitting. The results are presented in Table 3. XMM-Newton source C3 is more luminous than its matching Chandra source (12,  $2.3\sigma$  variation).

<sup>4</sup> <http://xmm.vilspa.esa.es/sas>



**Fig. 5.** Colour-luminosity diagram of Chandra and XMM-Newton core sources in NGC 2808. Filled red circles represent Chandra sources, and open blue triangles XMM-Newton sources. XMM-Newton sources are resolved into several Chandra sources which are linked with a line. For clarity, only a few error bars are shown. Black lines correspond to the models described in Fig. 2.

**Table 3.** Fit results for XMM-Newton core sources C1, C3 and C4, and corresponding Chandra sources or association of sources.

XMM ID	$\Gamma$	Flux
C1	$1.41 \pm 0.12$	$7.3 \pm 0.7$
C3	$1.36 \pm 0.20$	$2.1 \pm 0.5$
C4	$1.73 \pm 0.30$	$1.1 \pm 0.5$
Chandra ID	$\Gamma$	Flux
5, 7, 10, 11	$1.39 \pm 0.15$	$5.7 \pm 1.2$
12	$1.33 \pm 0.85$	$0.4 \pm 0.2$
13	$1.48 \pm 0.50$	$0.8 \pm 0.3$

*Notes:* the fit was performed with a power law model with the absorption in the direction of the cluster. The photon index ( $\Gamma$ ) and the unabsorbed flux in the 0.5–8 keV energy band in [ $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ] are given.

### 3.2. Other sources

Overall, the sources are found to have consistent fluxes and colours in both observations (see Table 1). Chandra source 99 has faded by a factor 5 and has become harder. Chandra sources 31, 73 and 86 appear softer, and 109 and 111 harder than in the XMM-Newton observation ( $3\sigma$  variations).

For the seven XMM-Newton sources outside the half-mass radius and XMM-Newton source C5, that were not detected with Chandra, we estimated the count rate expected with Chandra. Then, we converted these count rates into counts according to the exposure map of our Chandra observation, i.e. correcting for the vignetting. We estimated a detection threshold by looking at the number of counts of the faintest source detected with the same vignetting. The results are given in Table 4. We conclude that XMM-Newton sources 34, 66 and C5 should have been detected, unless they have varied between XMM-Newton

**Table 4.** XMM-Newton sources undetected with Chandra.

XMM ID	XMM flux	XMM HR	Chip	Exp.	Thresh.
34	$1.31 \pm 0.44$	$-0.39 \pm 0.13$	ACIS-I	<b>70 ± 8</b>	$20 \pm 4$
48	$2.01 \pm 0.69$	$-0.06 \pm 0.15$	ACIS-S	<b>115 ± 10</b>	$150 \pm 12$
65	$1.04 \pm 0.47$	$-0.93 \pm 0.14$	ACIS-S	<b>51 ± 7</b>	$150 \pm 12$
66	$0.36 \pm 0.22$	$-0.67 \pm 0.20$	ACIS-I	<b>21 ± 4</b>	$6 \pm 2$
69	$0.66 \pm 0.35$	$-0.30 \pm 0.25$	ACIS-I	<b>29 ± 5</b>	$25 \pm 5$
72	$0.78 \pm 0.46$	$-0.79 \pm 0.21$	ACIS-S	<b>74 ± 8</b>	$150 \pm 12$
84	$0.27 \pm 0.28$	$-0.38 \pm 1.45$	ACIS-I	<b>10 ± 3</b>	$30 \pm 5$
C5	$1.07 \pm 0.38$	$0.57 \pm 0.26$	ACIS-I	<b>28 ± 5</b>	$4 \pm 2$

*Notes:* the XMM-Newton ID, the flux in  $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  and the hardness ratio are shown for each source. We give the Chandra chip type where the source was expected to be detected, the expected number of counts, and the detection threshold in counts. The expected counts that are significantly higher than the threshold are in bold face.

and Chandra observations. In particular, C5 must have varied by a factor of at least 5 in flux.

## 4. Counterparts to the X-ray sources

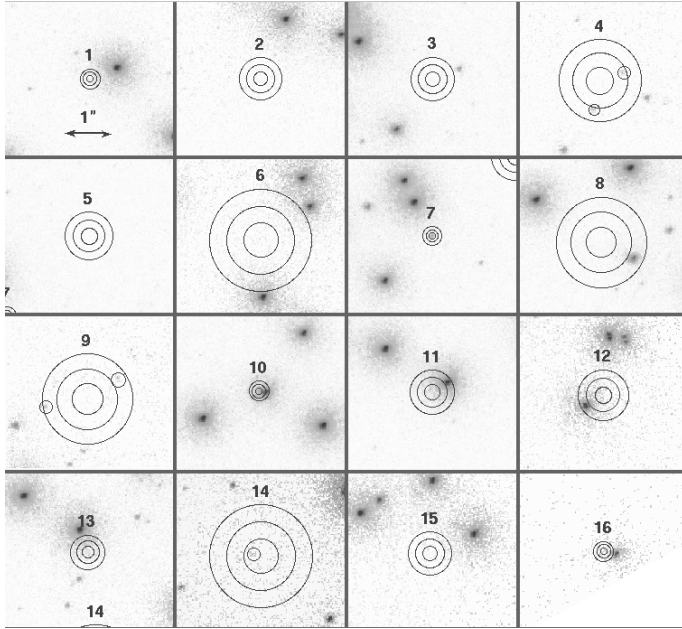
### 4.1. Ultraviolet counterparts in the core

The core of NGC 2808 has been observed with the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS) on board the HST in January/February 2000 using the *F25QTZ* filter, centered at 159 nm in the *FUV* band, and the *F25CN270* filter, centered at 270 nm in the *NUV* band. The mosaic of *FUV* images has a radius of  $\sim 50''$  and only covers the core region of NGC 2808.

We searched for *FUV* counterparts to our Chandra sources, using the *FUV* catalogue provided by Dieball et al. (2005). As a first step, we simply overplotted the Chandra positions on the *FUV* mosaic. Chandra source 7 and *FUV* source 222 have a close positional match with a distance of  $0.61''$ . This offset agrees with the  $0.4''$  absolute pointing error of Chandra ( $1\sigma$  error) and the additional HST absolute pointing accuracy of  $0.1\text{--}2''$ . *FUV* source 222 is the best CV candidate in the *FUV* catalogue, as it is a variable source located between the MS and WD cooling sequence in the *FUV*–*NUV* color-magnitude diagram (CMD), which is the expected location for CVs (Dieball et al. 2005). This source was expected to show X-ray emission, and we are confident that Chandra source 7 and *FUV* source 222 are the same object. The emission of Chandra source 7 is also consistent with CV emission (see Sect. 5). We therefore shifted the Chandra positions so that Chandra source 7 and *FUV* source 222 match exactly. No significant rotation of the field of view is expected (see for instance Edmonds et al. 2003a). This appears to be the most likely shift in order to align the *FUV* and X-ray images.

We searched for *FUV* counterparts within a maximum tolerance radius of  $3\sigma$  of the corresponding Chandra source, assuming only detection errors. Note that the full width half maximum (FWHM) of the *FUV* PSF is  $<0.074''$ , i.e. much smaller than the  $3\sigma$  error circles for all Chandra sources (and in most cases smaller than the  $1\sigma$  error circle, see Table 1). Therefore we adopted the larger Chandra error circles as the maximum matching radius.

Figure 6 shows close-ups on the *FUV* mosaic. In total, we found 10 possible *FUV* counterparts to 8 X-ray sources, which are listed in Table 5. Their location in the *FUV*–*NUV* CMD is indicated in Fig. 7. As can be seen from Fig. 6, the  $3\sigma$  errors can be quite large for some Chandra sources. The probability of a false match between a Chandra and a *FUV* source correlates with the size of the Chandra error circle. In order to estimate the



**Fig. 6.** Close-ups on the *FUV* mosaic of the core region of NGC 2808. North is to the top left and East to the bottom left. The overlaid circles and corresponding numbers denote the core Chandra sources with  $1\sigma$ ,  $2\sigma$ , and  $3\sigma$  error radii. The faint *FUV* counterpart candidates to Chandra sources 4, 9 and 14 are marked with small circles. The length of  $1''$  is indicated in the top left panel for Chandra source 1.

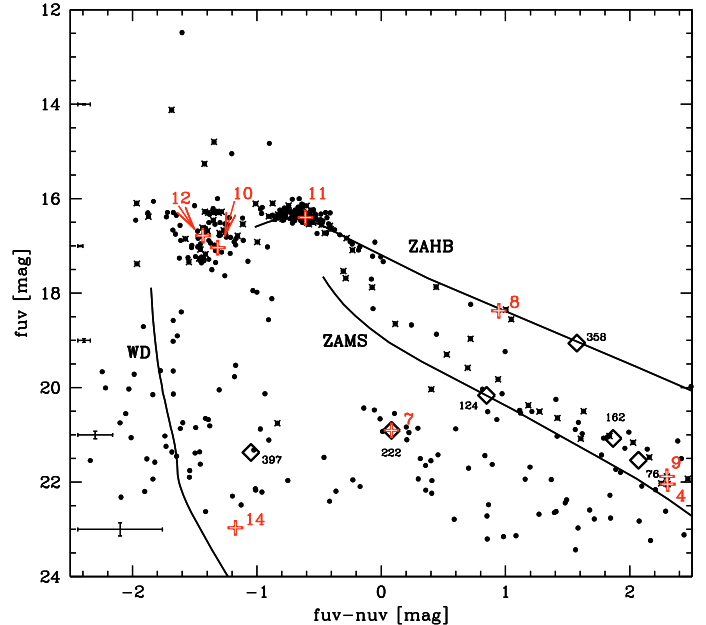
probability of such coincidental matches, we repeatedly shifted the set of Chandra sources by 90 STIS pixels or  $2.2''$  to the top and left and right. We only allowed for shifts that kept all Chandra sources within the *FUV* field of view, so that the statistics for all Chandra sources are the same. After each shift, we again checked for *FUV* counterparts to each Chandra source. The last two columns in Table 5 gives the probability that, just by chance, at least one *FUV* source can be found within the same distance as the *FUV* source that was found without a random shift, or within the three sigma error circle of that Chandra source.

We used a Monte-Carlo simulation to produce 1000 fields with the detected number of UV and X-ray sources, and we deduced the number of matches expected by chance. Using  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  and  $3\sigma$  error circles for the 16 Chandra sources, we found that  $0.6 \pm 0.7$ ,  $2.2 \pm 1.4$  and  $5.2 \pm 2.4$  matches may be spurious respectively. We thus expect  $\sim 2$ – $3$  matches to be real among the 10 UV counterparts. In addition to source 7, two other sources (10 and 14) have probabilities that imply that they may be associated with a *FUV* source (Table 5).

#### 4.2. Optical counterparts

NGC 2808 was observed with the HST Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2) in the *F439W* and *F555W* bands, with the Planetary Camera (PC) centered on the cluster's center. The field of view of the PC is  $36'' \times 36''$ . In order to check for possible optical counterparts to the 16 core X-ray sources, we used the optical catalogue presented by Piotto et al. (2002).

We searched for optical counterparts by transforming all the *FUV* coordinates, including the 16 shifted Chandra positions, to the PC cartesian system, using the *geomap* and *geoxytran*



**Fig. 7.** *FUV*–*NUV* CMD, taken from Dieball et al. (2005). The variable *FUV* sources are marked with diamonds and their corresponding *FUV* ID. Additionally, we marked the *FUV* sources that constitute possible Chandra counterparts with crosses and numbers. For orientation purposes, we include a theoretical WD cooling sequence, a zero-age main sequence (ZAMS), and a zero-age HB track (ZAHB). Note that the sources located along the ZAMS are BS stars, which are located above the main sequence turn-off and slightly to the red. EHB stars are clustered at the bright end of the ZAHB, and the clump of bright sources slightly to the blue and somewhat fainter are the blue hook stars (Brown et al. 2001). See also (Dieball et al. 2005) for an explanation of the theoretical sequences and a discussion of the CMD.

tasks running under IRAF<sup>5</sup> and the *FUV*–optical matches in the Dieball et al. (2005) catalogue as a database. We then looked for optical counterparts within a radius  $\leq 3\sigma$  of the transformed Chandra errors. However, nearly all of these are either located on the MS, red giant branch or red HB. Two of the optical sources are on the BHB and four sources are in the optical BS region above the MS turn-off. There are four sources that are faint and blue with  $B - V < 0.4$  and  $V > 20.4$  mag. An optical counterpart to a CV is expected to be very blue. All the above mentioned optical sources are listed in Table 6 and a colour-magnitude diagram is presented in Fig. 8. Of these, three are optical counterparts to the *FUV* sources that might constitute possible matches to the Chandra sources, see Table 5.

#### 4.3. Ultraviolet counterparts outside the core

NGC 2808 was observed with the XMM-Newton Optical Monitor (OM) using the UVM2 filter, centered at 231 nm in the UV band (Servillat et al. 2008). We reprocessed the data in the same way as Servillat et al. (2008), in order to use the latest version of the SAS (v7.1), and looked for UV counterparts to the Chandra sources. Because of the crowding of sources, we could not use this data inside the half-mass radius.

A bright source is seen in the field of view outside the crowded area of the core of NGC 2808, which is consistent

<sup>5</sup> IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) is distributed by the National Astronomy and Optical Observatory, which is operated by AURA, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.



**Table 5.** *FUV* counterpart candidates to the Chandra sources in the core of NGC 2808.

Ch. ID	<i>FUV</i> ID	<i>NUV</i> [mag]	<i>NUV</i> [flux]	$F_X$ / $F_{NUV}$	<i>FUV</i> [mag]	<i>FUV</i> [flux]	$F_X$ / $F_{FUV}$	Distance [pixel]	Distance ["]	$\sigma$	Prob. %	Prob. $3\sigma$ %
4	400	$19.738 \pm 0.024$	$3.64 \pm 0.08$	38	$22.042 \pm 0.118$	$0.55 \pm 0.06$	253	20.43	0.505	1.74	32.65	60.53
4	392	—	—	—	$21.743 \pm 0.098$	$0.73 \pm 0.06$	192	25.94	0.641	2.21	47.96	—
7	222	$20.824 \pm 0.030$	$1.34 \pm 0.04$	2168	$20.906 \pm 0.048$	$1.58 \pm 0.07$	1839	0.00	0.000	0.00	—	5.26
8	111	$17.428 \pm 0.012$	$3.05 \pm 0.34$	5	$18.374 \pm 0.015$	$16.23 \pm 0.22$	8	31.25	0.772	2.42	40.82	50.00
9	476	$19.583 \pm 0.034$	$4.20 \pm 0.13$	29	$21.881 \pm 0.161$	$0.64 \pm 0.10$	187	31.94	0.789	2.47	53.06	73.68
9	457	—	—	—	$21.646 \pm 0.125$	$0.80 \pm 0.09$	151	37.33	0.922	2.89	62.25	—
10	182	$18.353 \pm 0.009$	$13.03 \pm 0.11$	200	$17.039 \pm 0.008$	$55.51 \pm 0.41$	47	6.07	0.150	2.17	5.10	2.63
11	252	$17.009 \pm 0.004$	$44.92 \pm 0.17$	13	$16.400 \pm 0.006$	$100.00 \pm 0.55$	6	16.14	0.399	2.57	6.12	18.42
12	492	$18.217 \pm 0.016$	$14.76 \pm 0.22$	29	$16.783 \pm 0.019$	$70.27 \pm 1.22$	6	17.91	0.443	2.47	20.41	34.21
14	446	$24.139 \pm 0.668$	$0.06 \pm 0.04$	1425	$22.966 \pm 0.226$	$0.24 \pm 0.05$	381	7.08	0.175	0.48	4.08	78.95

Notes: the first column denotes the Chandra source ID, followed by the *FUV* source ID as in Dieball et al. (2005). The *NUV* and *FUV* luminosities are shown in magnitude and flux density in  $10^{-17}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  Å $^{-1}$ . The approximate ratio between X-ray flux (0.5–8 keV) and *FUV* and *NUV* flux densities are given. The distance between the *FUV* counterpart candidate and the corresponding Chandra source is given in STIS pixels, arcseconds and  $\sigma$ . Column 11 gives the probability that the specific *FUV* source is a chance superposition, and the Col. 12 denotes the probability that, by chance, a *FUV* source can be found within the  $3\sigma$  error circle.

with the star HD 79548 at RA<sub>2000</sub> 9<sup>h</sup>11<sup>m</sup>33.293<sup>s</sup>, Dec<sub>2000</sub> −64°51′03.28″. This star is an A0V star with magnitudes  $B = 10.42$  and  $V = 10.15$ , compatible with the UVM2 magnitude we found. We thus shifted the coordinates of the OM observation to match this source. After the shift, the number of possible matches significantly increased from 2 to 16. We used a Monte-Carlo simulation to deduce the number of matches expected by chance, and estimated that  $1.6 \pm 1.2$  matches may be spurious (using  $3\sigma$  error circles). This indicates that the nearly all of the matches are real. Moreover, a rotation of the field of view does not seem necessary.

We took into account the  $1\sigma$  positional error of the Chandra sources, and the  $1\sigma$  positional error of the UV sources. The 16 possible counterparts found outside the half-mass radius are listed in Table 7, nine of which are within the  $1\sigma$  error circle. From the nine UV counterparts found for XMM-Newton sources (Servillat et al. 2008), eight are consistent with the Chandra sources. The XMM-Newton source 29 counterpart is ruled out as the corresponding Chandra source, 33, has a smaller  $3\sigma$  error circle which does not match the proposed UV counterpart. Chandra source 36 has a UV counterpart and a matching XMM-Newton source, but the match between UV and XMM-Newton sources was not found (Servillat et al. 2008) because this UV source was not detected with the older version of the SAS. As they are found outside the half-mass radius of NGC 2808, these sources are likely to be background or foreground sources (see Sects. 5.7 and 5.8).

## 5. Discussion

In order to identify the X-ray sources linked to NGC 2808, we first discuss the properties of X-ray sources and their possible counterparts. The brightest sources with  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \geq 10^{32}$  erg s $^{-1}$  are likely to be qLMXBs if they are very soft and well fitted by hydrogen atmosphere model, with masses and radii consistent with a neutron star (Heinke et al. 2003b; Gendre et al. 2003b,a). They are likely to be CVs if they are harder, with  $kT > 3$  keV (Baskill et al. 2005), or in this work a photon index less than 2. X-ray sources with lower luminosities are most likely either CVs, ABs or MSPs, although we note that there are also qLMXBs which have luminosities around  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 5 \times 10^{31}$  erg s $^{-1}$  (e.g. Heinke et al. 2005a). ABs and MSPs are in general expected to be soft (Dempsey et al. 1993; Bogdanov et al. 2006). The brightest AB observed

in a GC reached  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 10^{32}$  erg s $^{-1}$  (Heinke et al. 2005b). Their spectrum is generally well fitted by a two temperature model with mean  $T_{\text{high}} \sim 10^7$  K and  $T_{\text{low}} \sim 10^6$  K, and they have luminosities of  $L_X \sim 10^{29}-10^{31}$  erg s $^{-1}$  (Dempsey et al. 1993). MSPs in GCs are well described by a thermal (blackbody or neutron star hydrogen atmosphere) spectrum with a temperature  $T_{\text{eff}} \sim (1-3) \times 10^6$  K, emission radius  $R_{\text{eff}} \sim 0.1-3$  km, and luminosity  $L_X \sim 10^{30}-10^{31}$  erg s $^{-1}$  (Bogdanov et al. 2006). Some of them show a significant or dominant non-thermal (power law) component, with spectral photon index  $\Gamma \sim 1-1.5$ , and are more luminous (Bogdanov et al. 2006). The brightest MSP observed in a GC reached  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 1.3 \times 10^{33}$  erg s $^{-1}$  (in M28, Becker et al. 2003).

In the UV, CVs are expected to be brighter than qLMXBs, ABs and MSPs, and are located between the MS and the WD cooling sequence in the CMD (e.g. Dieball et al. 2005). ABs, on the other hand, are expected to be redder than MS stars or on the MS (e.g. Edmonds et al. 2003a).

CVs can show high variability in X-rays on different timescales (e.g. Warner 1995). Large variations of a factor of 5–10, and timescales of hours to days are most commonly associated with dwarf nova outbursts (Baskill et al. 2005; Wheatley et al. 2003). However, such variation can also appear during the quiescent state of some CVs (Baskill et al. 2005). ABs show flaring activity. The decay time of a compact flare is  $\sim 1$  ks, and for two-ribbon flares it reaches 5–20 ks (Poletto et al. 1988). The rise time is generally shorter than 2 ks (Poletto et al. 1988). Longer flares have been observed, with a noticeable decay (110 ks, Franciosini et al. 2001), and very exceptional flares can last several days (e.g. Kuerster & Schmitt 1996).

### 5.1. X-ray sources with a possible UV counterpart in the core

#### 5.1.1. Chandra source 7: a CV

Chandra source 7 has X-ray colour and flux compatible with CV emission (see Table 1). Furthermore, its UV counterpart is located in the gap region between the MS and the WD cooling sequence in the *FUV*–*NUV* CMD (see Fig. 7). The X-ray/UV ratios are high for this source (see Table 5), similar to those observed for intermediate polars (see Sect. 5.5).

**Table 6.** Optical counterpart candidates to the Chandra sources in the core of NGC 2808.

Chandra ID	Optical ID	<i>FUV</i> ID	<i>V</i> [mag]	$F_X/F_V$	<i>B</i> [mag]	$F_X/F_B$	Distance [pixel]	Distance ["]	$\sigma$	CMD
3	6881	–	18.445	224	18.600	56	2.521	0.116	0.74	BS
4	5315	400	17.947	22	18.122	6	10.949	0.504	1.72	BS
8	6805	–	15.481	2	15.491	1	16.890	0.777	2.41	BHB
8	13062	–	20.648	265	20.928	74	14.739	0.678	2.10	MS
8	7222	–	20.444	220	20.686	59	19.410	0.893	2.77	MS
9	3064	476	17.729	15	17.997	4	17.251	0.794	2.46	BS
11	2486	252	16.156	18	16.006	3	8.763	0.403	2.57	BHB
11	10872	–	21.260	1996	21.578	579	2.789	0.128	0.82	MS
11	2529	–	20.998	1568	21.308	452	3.593	0.165	1.06	MS
12	3165	–	18.543	117	18.563	25	9.697	0.446	2.47	BS

*Notes:* the first column denotes the Chandra source ID followed by the optical source ID as in [Piotto et al. \(2002\)](#), and the *FUV* ID. The optical *V* and *B* magnitudes are given in Cols. 4 and 6, with the X-ray/optical ratios in Cols. 5 and 7 (in the same way as in Table 5), followed by the distance in PC pixels (Col. 8), arcseconds (Col. 9), and  $\sigma$  (Col. 10) between the optical source and the transformed Chandra position on the PC image. The final column indicates the position of the source in the optical CMD, where BS denotes blue straggler region, BHB the blue horizontal branch, and MS the faint main sequence.

### 5.1.2. Chandra source 14: a possible CV

Chandra source 14 is fainter, with X-ray colour and flux compatible with CV, AB or MSP emission. Its possible UV counterpart is located in the CV region and the X-ray/UV ratios are compatible with the emission of CVs (see Sect. 5.5). The probability of finding by chance a *FUV* source within a  $3\sigma$  error circle is high ( $\sim 80\%$ ). However, the probability of finding a *FUV* source just by chance within a  $0.5\sigma$  error circle of Chandra source 14 is 4% (see Table 5), therefore it seems likely that *FUV* source 446 is the true counterpart, making Chandra source 14 a good CV candidate. From simulations, the probability of having a *FUV* source which is also one of the  $\sim 60$  CV candidates is 0.5%.

### 5.1.3. Chandra source 10: another CV?

Chandra source 10 has very similar X-ray parameters to Chandra source 7, a priori suggesting that this source also constitutes a CV (Fig. 2). Its possible UV counterpart is bright in *FUV* and *NUV*, and it is located in the faint part of the EHB region in the *FUV*–*NUV* CMD. Although field CVs in outburst can be as bright as this source in *FUV* (see Fig. 3 in [Dieball et al. 2005](#)), in this case the source would have to be in outburst for  $\sim 30$  days, or during each *FUV* observation (2000 January 18 and 19, and February 16 and 20, [Dieball et al. 2005](#)), which is unlikely as CV outbursts are expected to be rare in GCs ([Shara et al. 1996](#)). It is also possible that its true UV counterpart is masked by the bright, close UV source.

### 5.1.4. Chandra source 11

The flux and colour of Chandra source 11 are consistent with a CV or an AB candidate. It possibly matches with a bright UV source, located in the BHB clump in the *FUV*–*NUV* CMD, and an optical source which also suggests that this source is a BHB star (Table 5). X-ray emission is not expected from such HB stars, and this source could constitute another kind of exotic binary. The matching distance between the X-ray and *FUV* coordinates is  $2.6\sigma$ . It is possible that the UV source is simply a mismatch. One of the optical counterparts (#10872, Table 6) is blue, as expected for a CV.

**Table 7.** XMM-Newton OM UV counterparts to Chandra X-ray sources.

ID	Distance	$\sigma$	Offset	UVM2
17	1.77"	2.17	0.89'	$17.00 \pm 0.06$
19	2.15"	2.64	1.30'	$15.18 \pm 0.02$
21	1.36"	1.71	1.95'	$17.25 \pm 0.05$
31*	0.43"	0.54	3.19'	$10.95 \pm 0.01$
35	0.81"	0.94	3.36'	$19.52 \pm 0.41$
36*	1.34"	1.52	3.53'	$19.55 \pm 0.40$
39*	0.53"	0.66	3.77'	$17.83 \pm 0.07$
41*	0.52"	0.65	3.86'	$18.29 \pm 0.10$
45	2.44"	2.83	4.02'	$17.28 \pm 0.04$
48*	2.39"	2.85	4.10'	$17.23 \pm 0.04$
49	1.26"	1.23	4.14'	$19.50 \pm 0.43$
51*	0.83"	0.96	4.29'	$18.99 \pm 0.17$
53*	0.09"	0.12	4.42'	$14.70 \pm 0.01$
63	0.29"	0.33	5.15'	$18.86 \pm 0.15$
74*	0.11"	0.13	5.82'	$17.99 \pm 0.07$
99*	0.79"	0.96	8.53'	$18.29 \pm 0.09$

*Notes:* the first column corresponds to the Chandra ID and a star indicates that the source was detected with XMM-Newton. In Col. 2 we give the distance between the X-ray source and the possible UV counterpart and in Col. 3 this distance is divided by the  $1\sigma$  error. The offset from the center of NGC 2808 is given in Col. 4 and in the last column, the UVM2 Vega magnitude.

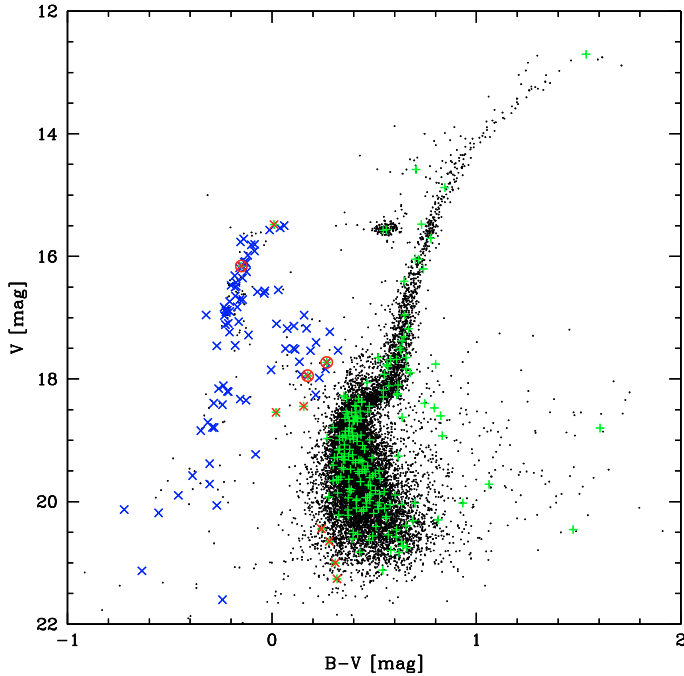
### 5.1.5. Chandra source 12

Chandra source 12 has a similar flux and colour to Chandra source 11, consistent with the CV or AB hypothesis. Its luminosity also possibly varied between XMM-Newton and Chandra observations ( $2\sigma$ ). The possible UV counterpart is located in the EHB clump in the *FUV*–*NUV* CMD. However, the match to this *FUV* source is within  $2.5\sigma$ , with a probability of  $\sim 18\%$  that this match is a chance superposition. This might well be a mismatch and the true *FUV* counterpart was not detected in our *FUV* images. One of the possible optical counterparts is in the BS region (see Table 6 and Fig. 8).

### 5.1.6. Chandra source 8

Chandra source 8 can be either a CV, an AB, or a MSP candidates. It possibly matches with a bright *FUV* source, located on the HB sequence in the *FUV*–*NUV* CMD. This source is thus not





**Fig. 8.** Optical CMD. Blue crosses (“x”) denote *FUV* sources seen in optical, green “+” denote optical counterparts to X-ray sources, red crosses (“x”) denote the selected optical counterparts listed in Table 6, and the red circled crosses denote the optical counterparts to both *FUV* and X-ray sources.

expected to reach such a luminosity in X-rays and it could be a mismatch. We found two possible optical counterparts compatible with the expected emission of a CV (see Table 6 and Fig. 8).

#### 5.1.7. Chandra sources 4 and 9

Chandra sources 4 and 9 are fainter X-ray sources, giving weak constraints about their nature. They are either CV, AB, or MSP candidates. Both Chandra sources 4 and 9 have two possible *FUV* counterparts. Of these, *FUV* sources 400 and 476 seem to be the likely counterparts to Chandra source 4 and 9, respectively, as they are closer (Table 5). These *FUV* sources are located at the faint end of the BS sequence. The discrimination between BS and CV candidates is difficult, and both populations might well overlap in the *FUV*–*NUV* CMD. Thus, it is possible that X-ray sources 4 and 9 are CVs, or they might be X-ray emitting BSs. Such an object was found in 47 Tuc by Knigge et al. (2006). They suggested that this exotic object is a detached binary consisting of a BS primary with an X-ray-active MS companion whose formation would involve at least three stars. Edmonds et al. (2003a) and Heinke et al. (2005b) also identified such objects in 47 Tuc. The coincidence probability of these sources is high (Table 5) and they could be mismatches.

### 5.2. X-ray sources without a UV counterpart in the core

#### 5.2.1. Chandra source 1: a qLMXB candidate

Chandra source 1 corresponds to XMM-Newton source C2, which was presented as a qLMXB candidate by Servillat et al. (2008). The Chandra flux and colour of this source also support the idea that it is a qLMXB. Moreover, the spectrum of Chandra source 1 is well fitted with a hydrogen atmosphere model with parameters consistent with a neutron star. No hard tail is detected

in the spectrum, as in general in GC qLMXBs (Heinke et al. 2003c). The upper limit is  $F_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 5 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (<2.5% of the total flux), assuming a power law model with photon index 1–1.5 (Campana et al. 1998), and 1 photon detected in the band 2–8 keV. Servillat et al. (2008) estimated that  $3 \pm 1$  qLMXBs are expected in the core of NGC 2808, using the empirical correlation between the number of qLMXBs and the star encounter rate. We found no evidence in our Chandra observation for other qLMXB candidates.

#### 5.2.2. Chandra source 16: a variable CV

Chandra source 16 is a variable X-ray source. This variability is observed on different time scales: during the first Chandra observation (few hours), between the two Chandra observations (1 day), and between XMM-Newton and Chandra observations (28 months). Its flux, colour and variability in X-rays suggest it could be a CV, possibly showing the signature of a CV outburst in X-rays (e.g. Baskill et al. 2005). An AB interpretation is less probable as even in long flares, the decay of the flare would be detectable over the first 45 ks of Chandra observation (as in Franciosini et al. 2001, for a 110 ks flare).

#### 5.2.3. Chandra source 3: possible CV

Chandra source 3 is very hard and shows short-term variability. The lightcurve indicates a count increase by a factor  $\sim 5$  between the beginning of the first Chandra observation and the second Chandra observation (Fig. 3). The rise time is longer than 10 ks (end of first Chandra observation, Fig. 3), exceptional for an AB flare (e.g. Poletto et al. 1988). This kind of fluctuation would be more typical of a CV, and it is possibly the signature of a CV outburst in X-rays (e.g. Baskill et al. 2005). We note that a possible optical counterpart falls in the BS region in Fig. 8, however it could be a mismatch.

#### 5.2.4. XMM-Newton source C5

XMM-Newton source C5, which was not detected during our Chandra observation, was hard, and is variable over 28 months. The flux varied by a factor of at least 5 over this period. From its flux and colour, it could be a variable CV or an AB which showed a flare. No variability was detected from this source during the XMM-Newton observation of  $\sim 30$  ks with the *pn* detector (Servillat et al. 2008). Such a long flare would be exceptional for an AB, although it cannot be excluded (e.g. Kuerster & Schmitt 1996). CVs routinely show fluctuations in X-rays, some of them being associated with CV outbursts (e.g. Baskill et al. 2005).

#### 5.2.5. Chandra source 17

We note that Chandra source 17, which is close to the half-mass radius of NGC 2808, has colours and fluxes consistent with those of a CV, an AB or a MSP. It shows variability that is possibly consistent with a CV fluctuation or an AB flare, as it lasted  $\sim 10$  ks (Fig. 3). This source could therefore be linked to the cluster, and could be a CV or an AB. If it is a CV, its offset from the core would make it a primordial CV candidate (Hurley et al. 2007).

### 5.2.6. Other Chandra core sources

From their luminosities and colours, Chandra sources 2, 5, 13, 15 are consistent with the CV or AB hypothesis. Similar X-ray sources are identified as CVs or ABs by [Heinke et al. \(2005b\)](#) in 47 Tuc. However, we did not find *FUV* counterparts, nor detected variability, and we cannot confirm their nature. Chandra source 6 is fainter, and is consistent with being a CV, an AB, or even a bright MSP candidate.

### 5.3. Variable sources in the core

Several authors have claimed that there is a lack of CV outbursts in GCs (e.g. [Shara et al. 1996](#); [Edmonds et al. 2003b](#); [Dobrotka et al. 2006](#)). To explain this deficit, it was proposed that most GC CVs are moderately magnetic with low accretion rates, systems for which very few outbursts are expected ([Grindlay 1999](#); [Ivanova et al. 2006](#); [Dobrotka et al. 2006](#)).

[Shara et al. \(1996\)](#) looked for dwarf nova outbursts in 47 Tuc using HST observations for a cumulative time of  $\sim 130$  ks. They found only one outburst and showed that they should have detected at least 12 from simulations, implying a lack of outbursts from GC CVs. Outbursts of GC CVs have also been observed in UV for two magnetic CVs in NGC 6397 ([Shara et al. 2005](#)). The cumulative time of their observation was  $\sim 66$  ks. Our X-ray observations lasted  $\sim 90$  ks (XMM-Newton and Chandra), and could therefore lead to the detection of dwarf nova outburst signatures.

An optical outburst of a dwarf nova can be linked to an increase of X-ray emission (factor  $\sim 5$ ), followed by a drop (factor  $\sim 3$ ) due to the variation of thickness of the boundary layer at different accretion rates ([Wheatley et al. 2003](#); [Warner 1995](#)). However, X-ray fluctuations of CVs are also detected during the quiescent state ([Baskill et al. 2005](#)).

Our observation indicates that some sources in the core show such fluctuations in X-rays. Chandra sources 3, 16 and XMM-Newton source C5 are likely to be CVs that possibly showed signatures of outbursts in X-rays. Simultaneous X-ray and UV (or optical) observations should be performed for several GCs to confirm these possible dwarf nova outbursts and assess the rate of outbursts in GCs.

### 5.4. Expected X-ray sources linked to NGC 2808

Assuming a completeness in the detection of sources at a luminosity of  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 2 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$ , we can estimate the number of expected X-ray sources in NGC 2808.

To estimate the number of expected X-ray sources in NGC 2808, we use a general approach based on the correlations given by [Pooley & Hut \(2006\)](#), where they used the results of observations of 22 GCs with Chandra. Taking into account the specific encounter frequency of NGC 2808, as defined in [Pooley & Hut \(2006\)](#), and our completeness limit, we expect  $30 \pm 6$  X-ray sources in NGC 2808. The error is extrapolated from the  $1\sigma$  error in [Pooley & Hut \(2006\)](#). Of these sources,  $3 \pm 1$  qLMXBs are expected, and  $17 \pm 3$  CVs with a luminosity greater than  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 4.25 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$  (corresponding to populations I and II respectively, as defined in [Pooley & Hut 2006](#)). However, we detected only 11 sources in the half-mass radius of NGC 2808 and above the completeness limit.

Looking only at CVs, we can compare our results to the population synthesis simulation performed by [Ivanova et al. \(2006\)](#). They estimated the number of CVs and detectable CVs expected in a GC similar to NGC 2808 (their standard model): same core

density, relaxation time and metallicity, but velocity dispersion and escape velocity somewhat lower in their model. Their simulation lead to 209 CVs formed after 10 Gyr, of which 47 have a luminosity higher than  $L_{[0.5-8 \text{ keV}]} \sim 3.6 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$ . The number of detectable CVs seems stable over an interval of ages of 7–14 Gyr with a standard deviation of 4. We can adapt this result to our completeness limit by applying a factor  $\sim 0.36$  (obtained from the number of sources detected in 47 Tuc with the corresponding limiting luminosities in [Heinke et al. 2005b](#)). This leads to  $17 \pm 4$  detectable CVs predicted for our observation. We detected 8 (and possibly up to 15) CV candidates, which seems less than the predicted number of CVs from simulations. In the same way, [Knigge et al. \(2008\)](#) found that there are only a few CVs among the bright *FUV* sources located between the MS and WD cooling sequence in 47 Tuc, indicating a possible deficit of CVs compared to what is expected. If this is true, our understanding of CV formation and evolution in GCs might have to be revised.

We compared our results to the observation of 47 Tuc ([Heinke et al. 2005b](#)). 47 Tuc is similar in mass, density and concentration to NGC 2808 ([Harris 1996](#)). The specific encounter frequency of NGC 2808 is comparable to that of 47 Tuc. NGC 2808 has an intermediate metallicity ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.36$  corresponding to  $Z \sim 0.001$ , [Yi et al. 2001](#), Table 2), while 47 Tuc has a higher metallicity ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.76$ , or  $Z \sim 0.0035$ ). About  $31 \pm 3$  X-ray sources above our completeness limit (the error corresponds to the  $1\sigma$  error on the luminosity in [Heinke et al. 2005b](#)) were detected in the half-mass radius of 47 Tuc, of which: 2–5 qLMXBs, 16–19 CVs, 4–5 ABs, and 1 MSP.

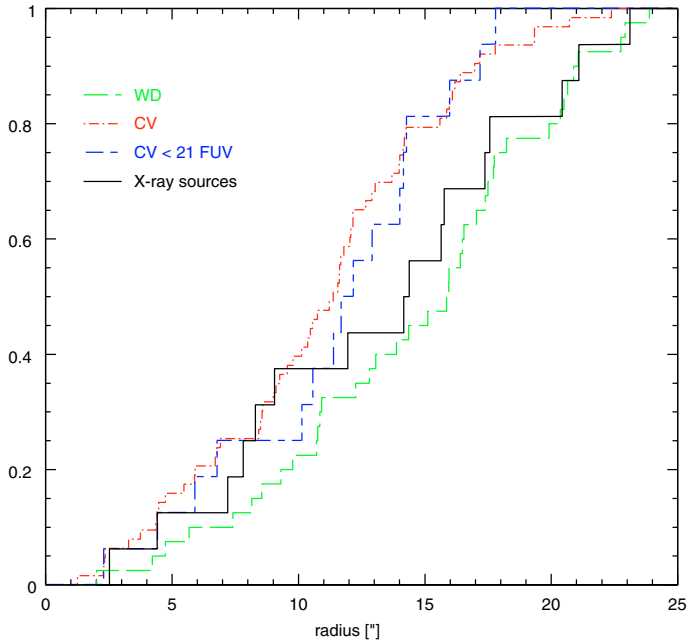
M80 has been observed with Chandra ([Heinke et al. 2003a](#)). Its metallicity is lower ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.75$ , or  $Z \sim 0.0004$ ), and its mass, density and concentration are close to NGC 2808 values ([Harris 1996](#)). A total of  $17 \pm 2$  sources were detected above a similar luminosity threshold to our observation, of which 2 are qLMXB candidates, and 5 possible CVs. This is similar to our number of detections in NGC 2808.

The possible deficit of X-ray sources could therefore be linked to specific parameters of NGC 2808. Metallicity seems to be a key parameter that could highly affect the number of X-ray sources in GCs at a given age. Due to the lower opacity, metal poor stars are generally hotter and more compact. This could lead to the formation of WDs with different properties, and will also determine if, when and how mass transfer occurs in binaries ([de Mink et al. 2007](#)). NGC 2808, 47 Tuc and M80 have very different metallicities, which could explain the differences in the number of detectable X-ray sources. In the same way, [Kundu et al. \(2007\)](#) found that metal-rich extragalactic GCs host three times as many LMXBs than metal-poor ones.

NGC 2808 presents unusual features in the optical: an extended BHB with clumps ([Bedin et al. 2000](#)), several MS corresponding to different star populations ([Piotto et al. 2007](#)), and abundances anomalies in HB stars ([Pace et al. 2006](#)). All these particular features are linked in some way to the metallicity of the stars. [Piotto et al. \(2007\)](#) proposed that several populations of stars were formed successively, increasing the helium and metal content of the cluster material at each round. The possible deficit of X-ray sources we observed is possibly linked to this specific evolution of NGC 2808 which modified its metallicity content.

### 5.5. X-ray and UV emission from CVs

[Knigge et al. \(2008\)](#) showed that no more than half of the objects lying in the CV region in the *FUV*–*NUV* diagram of 47 Tuc are confirmed as CVs. If the types of object in the gap in NGC 2808



**Fig. 9.** Cumulative radial profiles of different populations in NGC 2808. The populations of WDs and CVs correspond to *FUV* selected sources (Dieball et al. 2005).

have similar proportions as in 47 Tuc, then we expect that  $\sim 30$  of the  $\sim 60$  CV candidates detected (Dieball et al. 2005) will ultimately turn out to be CVs. With Chandra, we obtained at most 15 CV candidates. If we take into account only significant matches, we found two UV counterparts that have UV properties clearly compatible with the CV hypothesis (Chandra sources 7 and 14).

Even if we take into account the incompleteness of our observations, it seems that X-ray and UV emission from CVs are decorrelated, as the brightest X-ray sources in NGC 2808 are generally not the brightest *FUV* sources. The four CVs confirmed in *FUV* by Knigge et al. (2002) in 47 Tuc also have very different X-ray to *FUV* ratios, strengthening this idea. For instance, AKO 9 is brighter than V1 in *FUV* (magnitudes  $\sim 16$  and  $\sim 18$  respectively, Knigge et al. 2002), but fainter in X-rays ( $L_{0.5-6 \text{ keV}} \sim 5 \times 10^{31}$  and  $6.8 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  respectively, Heinke et al. 2005b).

The cumulative radial profiles of the X-ray population and the *FUV* CV candidates are shown in Fig. 9. The spatial distributions do not appear to be significantly different with a KS test. As there is a mass segregation effect in the cluster, this would indicate that the mean mass of the systems is not a dominant parameter to explain the different properties of these populations.

UV and X-ray photons come from different processes. The UV emission is mainly due to the accretion disk (non-magnetic CVs, Godon et al. 2008), accretion curtains (intermediate polars) or accretion streams (polars), and possibly the hot spot. In systems with low accretion rates or in magnetic CVs, the WD also contributes to the UV emission (Mateo & Szkody 1984). On the other hand, the X-ray emission arises from close to the surface of the WD (Wheatley & West 2003), produced by the boundary layer (Pringle 1977; Patterson & Raymond 1985) or the shock above the WD magnetic pole.

Therefore long period non-magnetic nova-like CVs (large accretion disk with high accretion rate) tend to be relatively X-ray faint and UV bright. Non-magnetic systems should generally be bright in UV due to their dominant accretion disc. ROSAT observations of field CVs in X-ray and optical

strengthen this idea (Verbunt et al. 1997). Contrary to this, magnetic CVs seem to be more luminous in X-rays than in UV (e.g. Verbunt et al. 1997; Edmonds et al. 2003b). Part of the UV emission is expected to be suppressed in these systems due to the truncation of the inner portion of the accretion disc of intermediate polars (Grindlay 1999). This is also observed for polars which have no accretion disk (e.g. Warner 1995).

*FUV* source 397 is variable in *FUV*, as is *FUV* source 222, and is a CV candidate. However, no counterpart is detected in X-rays, contrary to *FUV* source 222 which matches with Chandra source 7. These CV candidates could therefore be in separate CV classes. *FUV* source 397 is likely to possess a UV-bright accretion disk as expected for non-magnetic systems. Chandra source 7 is brighter in X-ray as expected for magnetic systems, and variable and bright in UV due to the probable presence of an accretion disk. It is therefore likely to be an intermediate polar.

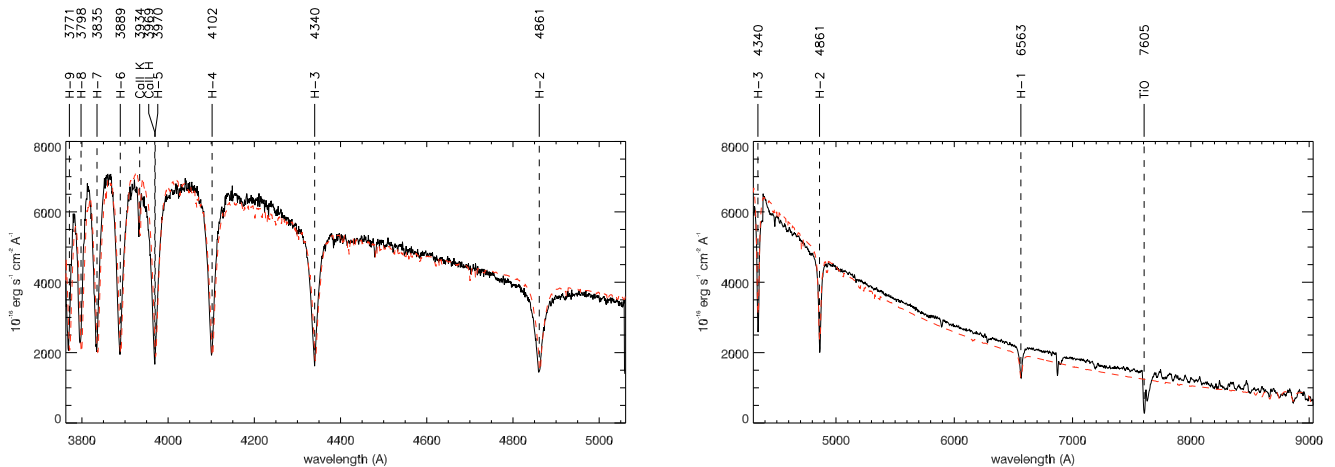
We estimated a  $F_X/F_{NUV}$  ratio for several CVs belonging to different classes, as estimated in Table 5, where  $F_{NUV}$  is the flux density between 2500–3000 Å, and  $F_X$  the flux in the band 0.5–8 keV. Polars have ratios greater than 5000 (ratios extrapolated from Ramsay & Cropper 2003; Ramsay et al. 2004; Vogel et al. 2008). Intermediate polars appear to have a ratio greater than 2000 (Haberl et al. 2002; de Martino et al. 2005, 2006). The detection limit of the *NUV* observation is  $6 \times 10^{-19} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Å}^{-1}$ , and the limit in X-rays is  $9 \times 10^{-16} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Therefore, the X-ray/*NUV* ratio for the CV candidates detected in UV is lower than  $\sim 1500$ . The  $\sim 30$  CV candidates detected in UV and not in X-rays are thus likely to be mostly non-magnetic systems (such as the dwarf nova YZ Cnc with a ratio of  $\sim 500$ , Hakala et al. 2004). Most intermediate polars in the field are more luminous than  $10^{31} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  in X-rays (Verbunt et al. 1997, see also the Intermediate Polar Home Page<sup>6</sup> maintained by Mukai, where 12 out of 14 have luminosities above this limit). We should have detected most of these in our Chandra observation if their emission is similar to intermediate polars in the field. This would lead to a maximum of  $\sim 14$  intermediate polars (we exclude Chandra source 14 whose X-ray/*NUV* ratio is lower than 2000, and Chandra source 1 which is a qLMXB candidate). The proportion derived is  $\sim 30\%$  of the detected CV candidates, and  $\sim 7\%$  of the expected GC CV population, estimated to be  $\sim 200$  CVs (Ivanova et al. 2006, see also Sect. 5.4). This is coherent with the proportion of intermediate polar candidates in the field, which can be estimated to  $\sim 5\%$  from the catalogue of Ritter & Kolb (2003, updated Feb. 2008). Due to the incompleteness of our observations, this result does not allow us to confirm or rule out a possible excess of intermediate polars in NGC 2808. However, with a deeper sample, this method could allow us to better quantify the proportion of intermediate polars.

##### 5.6. Constraint on the mass of an intermediate mass black-hole in NGC 2808

Following Servillat et al. (2008), we can constrain the possible mass of an intermediate mass black-hole (IMBH) in NGC 2808. No sources are detected at the center of mass of NGC 2808, where such a massive object is expected to be found. We assumed that the BH is fed by intracluster gas with a density of  $\sim 0.5 \text{ cm}^{-3}$  derived from Pfahl & Rappaport (2001) with NGC 2808 parameters. We considered that the IMBH is radiatively inefficient as for an optically thin advection-dominated

<sup>6</sup> <http://asd.gsfc.nasa.gov/Koji.Mukai/iphone/iphome.html>





**Fig. 10.** Dereddened spectra of HD 79548. The model of an A0V star is shown in dashed line (Kurucz 1993, updated July 2001).

accretion flow (ADAF, see e.g. Narayan et al. 1998). Following Grindlay et al. (2001), our limiting luminosity implies an upper limit of  $\sim 140 M_{\odot}$  for a central IMBH in NGC 2808. Maccarone & Servillat (2008) used ATCA radio observations to put a mass limit on an IMBH in NGC 2808 ( $370 M_{\odot}$ ). They cast doubt on suggestions that globular clusters may follow the same  $M_{\text{BH}} - \sigma$  relation as galaxies.

## 5.7. Foreground sources

### 5.7.1. Chandra source 31

Chandra source 31 has a bright UV and optical counterpart compatible with the A0V star HD 79548. The distance estimate of  $\sim 800$  pc to this source (Servillat et al. 2008) leads to an X-ray luminosity of  $L_{0.5-8 \text{ keV}} = 7.3 \pm 1.9 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ . The X-ray emission is soft and showed some variation since the XMM-Newton observation. The luminosity is in agreement with the observed luminosity of X-ray bright A-type stars (Schröder & Schmitt 2007). However, the source of the emission may come from a late-type active star companion, as the majority of A-type stars are expected to be particularly X-ray dark (Schröder & Schmitt 2007). Using VLT/FORS1 spectra (see Fig. 10), we note that a contribution from a late-type star is possible, and difficult to detect as its flux could be at least 100 times lower than the A-star. The 12 radial velocity measurements of the H $\beta$  line do not show evidence for a period, so we cannot confirm the presence of a companion.

### 5.7.2. Chandra source 113

Chandra source 113 showed a flare in its X-ray lightcurve (Fig. 3), which reached at least three times the mean flux of the source. The decay timescale was  $\sim 5$  ks. The photon index of the spectrum indicates a soft source (2.29, Table 1). These characteristics are in agreement with those of a chromospherically active star (Briggs & Pye 2003).

## 5.8. Background sources

### 5.8.1. Sources with radio counterparts

NGC 2808 was observed with the Australia Telescope Compact Array (ATCA) on 24 January 1992. The data processing is described in Maccarone & Servillat (2008). Chandra source 73 has a radio counterpart. It is the most luminous X-ray source of the

field, its X-ray emission is hard and absorbed, and it showed a colour variation between XMM-Newton and Chandra observations. Chandra sources 50 and 89 also have a radio counterpart, and possibly Chandra source 107 and XMM-Newton source 8 (outside the field of view of Chandra). All these sources are hard and absorbed in X-ray (Table 1), as expected for AGN (Mainieri et al. 2007).

### 5.8.2. Chandra source 99

This source varied in luminosity between the XMM-Newton and Chandra observations. It has been proposed to be a background AGN based on its hard, absorbed X-ray spectrum (Servillat et al. 2008). The Chandra observation is consistent with this hypothesis, as is the UV emission detected with the XMM-Newton OM. We detect an infrared counterpart in the Spitzer data found in the archives<sup>7</sup> (AOR 11586048), which is not compatible with the black body emission of a star. These properties are consistent with the emission of a galaxy, possibly an ultraluminous infrared galaxy (Lonsdale et al. 2006; Braito et al. 2004).

## 6. Conclusions

We presented Chandra observations of NGC 2808 coupled with previous XMM-Newton observations (Servillat et al. 2008), HST *FUV* observations (Dieball et al. 2005), VLT and ATCA observations. We have shown that 16 Chandra sources are likely to be linked to the cluster, with possibly a 17th close to the half mass radius. One of these is consistent with the X-ray emission of a qLMXB, confirming the previous detection with XMM-Newton. Two Chandra sources (7 and 14) have *FUV* counterparts that show emission compatible with a CV. Chandra source 10 is likely to be a CV from its X-ray emission, but no UV counterparts was found to confirm its nature. Another highly variable source (16) in the core is likely to be a CV, as well as two other variable sources (Chandra 3 and XMM-Newton C5). Two other Chandra sources (8 and 11) have optical counterparts compatible with the expected emission of CVs. We have thus identified 7 CV candidates (plus XMM-Newton source C5) and the observations

<sup>7</sup> <http://ssc.spitzer.caltech.edu/archanalys/archive.html>

indicate that there may be as many as 15 in the Chandra observations (although some of the faintest may be ABs or MSPs), along with ~30 CV candidates in the HST UV observations. This significant population of close binaries is likely to play an important role in slowing down the core collapse of this cluster. Compared to the number of X-ray sources detected in 47 Tuc and expected from dynamical formation, we found a possible deficit of X-ray sources in NGC 2808. This might indicate a true deficit of CVs, which is possibly linked to the metallicity content and the complexity of the evolution of NGC 2808.

**Acknowledgements.** This paper has strongly benefitted from the careful review by the referee, C. Heinke, for which we are very grateful. MS is grateful to the University of Southampton and the Astronomy group for hosting him for two months, where part of this work was done. MS thanks T. J. Maccarone for interesting discussions and for the processing of ATCA data which improved the content of this article. This research has made use of data obtained from the Chandra Data Archive and software provided by the Chandra X-ray Center. This work is also based on observations obtained with XMM-Newton, an ESA science mission with instruments and contributions directly funded by ESA Member States and NASA. We thank the CNES for support of the operational phase of this mission. Part of this work is based on: FORS1 observations collected with the Very Large Telescope at the European Southern Observatory, Cerro Paranal, Chile; observations with the Australia Telescope Compact Array, founded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by the CSIRO; and observations made with the Spitzer Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA.

## References

- Albrow, M. D., Gilliland, R. L., Brown, T. M., et al. 2001, *ApJ*, 559, 1060
- Arnaud, K. A. 1996, in *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes, ASP Conf. Ser., 101, 17
- Baskill, D. S., Wheatley, P. J., & Osborne, J. P. 2005, *MNRAS*, 357, 626
- Becker, W., Swartz, D. A., Pavlov, G. G., et al. 2003, *ApJ*, 594, 798
- Bedin, L. R., Piotto, G., Zoccali, M., et al. 2000, *A&A*, 363, 159
- Bogdanov, S., Grindlay, J. E., Heinke, C. O., et al. 2006, *ApJ*, 646, 1104
- Braitto, V., Della Ceca, R., Piconcelli, E., et al. 2004, *A&A*, 420, 79
- Briggs, K. R., & Pye, J. P. 2003, *MNRAS*, 345, 714
- Broos, P., Townsley, L., Getman, K., & Bauer, F. 2002, *ACIS Extract*, An ACIS Point Source Extraction Package, Pennsylvania State University, [http://www.astro.psu.edu/xray/docs/TARA/ae\\_users\\_guide.html](http://www.astro.psu.edu/xray/docs/TARA/ae_users_guide.html)
- Brown, T. M., Sweigart, A. V., Lanz, T., Landsman, W. B., & Hubeny, I. 2001, *ApJ*, 562, 368
- Campana, S., Colpi, M., Mereghetti, S., Stella, L., & Tavani, M. 1998, *A&A Rev.*, 8, 279
- Carretta, E., Gratton, R. G., Clementini, G., & Fusi Pecci, F. 2000, *ApJ*, 533, 215
- Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., et al. 2006, *A&A*, 450, 523
- Davies, M. B. 1997, *MNRAS*, 288, 117
- de Martino, D., Matt, G., Mukai, K., et al. 2005, *A&A*, 437, 935
- de Martino, D., Matt, G., Mukai, K., et al. 2006, *A&A*, 454, 287
- Mink, S. E., Pols, O. R., & Yoon, S. 2007, *ArXiv e-prints*, 710
- Dempsey, R. C., Linsky, J. L., Schmitt, J. H. M. M., & Fleming, T. A. 1993, *ApJ*, 413, 333
- Dieball, A., Knigge, C., Zurek, D. R., Shara, M. M., & Long, K. S. 2005, *ApJ*, 625, 156
- Dobrotka, A., Lasota, J.-P., & Menou, K. 2006, *ApJ*, 640, 288
- Edmonds, P. D., Gilliland, R. L., Heinke, C. O., & Grindlay, J. E. 2003a, *ApJ*, 596, 1177
- Edmonds, P. D., Gilliland, R. L., Heinke, C. O., & Grindlay, J. E. 2003b, *ApJ*, 596, 1197
- Elson, R., Hut, P., & Inagaki, S. 1987, *ARA&A*, 25, 565
- Fabian, A. C., Pringle, J. E., & Rees, M. J. 1975, *MNRAS*, 172, 15P
- Franciosini, E., Pallavicini, R., & Tagliaferri, G. 2001, *A&A*, 375, 196
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E., et al. 2006, in *Observatory Operations: Strategies, Processes, and Systems*, ed. D. R. Silva, & R. E. Duxsey, SPIE Conf., 6270
- Gendre, B., Barret, D., & Webb, N. A. 2003a, *A&A*, 403, L11
- Gendre, B., Barret, D., & Webb, N. A. 2003b, *A&A*, 400, 521
- Giacconi, R., Rosati, P., Tozzi, P., et al. 2001, *ApJ*, 551, 624
- Godon, P., Sion, E. M., Barrett, P. E., et al. 2008, *ApJ*, 679, 1447
- Grindlay, J. E. 1999, in *Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables*, ed. C. Hellier, & K. Mukai, ASP Conf. Ser., 377, 157
- Grindlay, J. E., Heinke, C., Edmonds, P. D., & Murray, S. S. 2001, *Science*, 292, 2290
- Haberl, F., Motch, C., & Zickgraf, F.-J. 2002, *A&A*, 387, 201
- Hakala, P., Ramsay, G., Wheatley, P., Harlaftis, E. T., & Papadimitriou, C. 2004, *A&A*, 420, 273
- Harris, W. E. 1974, *ApJ*, 192, L161
- Harris, W. E. 1996, *AJ*, 112, 1487
- Hasinger, G., Altieri, B., Arnaud, M., et al. 2001, *A&A*, 365, L45
- Hasinger, G., Miyaji, T., & Schmidt, M. 2005, *A&A*, 441, 417
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Edmonds, P. D., et al. 2003a, *ApJ*, 598, 516
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Lloyd, D. A., & Edmonds, P. D. 2003b, *ApJ*, 588, 452
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Lugger, P. M., et al. 2003c, *ApJ*, 598, 501
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., & Edmonds, P. D. 2005a, *ApJ*, 622, 556
- Heinke, C. O., Grindlay, J. E., Edmonds, P. D., et al. 2005b, *ApJ*, 625, 796
- Heinke, C. O., Wijnands, R., Cohn, H. N., et al. 2006, *ApJ*, 651, 1098
- Hurley, J. R., Aarseth, S. J., & Shara, M. M. 2007, *ApJ*, 665, 707
- Hut, P., McMillan, S., Goodman, J., et al. 1992, *PASP*, 104, 981
- Hut, P., Shara, M. M., Aarseth, S. J., et al. 2003, *New Astron.*, 8, 337
- Ivanova, N., Heinke, C. O., Rasio, F. A., et al. 2006, *MNRAS*, 372, 1043
- Knigge, C., Zurek, D. R., Shara, M. M., & Long, K. S. 2002, *ApJ*, 579, 752
- Knigge, C., Zurek, D. R., Shara, M. M., Long, K. S., & Gilliland, R. L. 2003, *ApJ*, 599, 1320
- Knigge, C., Gilliland, R. L., Dieball, A., et al. 2006, *ApJ*, 641, 281
- Knigge, C., Dieball, A., Maiz Apellaniz, J., et al. 2008, *ApJ*, in press, [ArXiv:0805.0140]
- Kuerster, M., & Schmitt, J. H. M. M. 1996, *A&A*, 311, 211
- Kundu, A., Maccarone, T. J., & Zepf, S. E. 2007, *ApJ*, 662, 525
- Kurucz, R. L. 1993, *VizieR Online Data Catalog*, 6039, 0
- Lewin, W. H. G. & Joss, P. C. 1983, in *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources*, ed. W. H. G. Lewin & E. P. J. van den Heuvel, 41
- Lonsdale, C. J., Farrah, D., & Smith, H. E. 2006, *Ultraluminous Infrared Galaxies (Astrophysics Update 2)*, 285
- Maccarone, T. J., & Servillat, M. 2008, *MNRAS*, 843
- Mainieri, V., Hasinger, G., Cappelluti, N., et al. 2007, *ApJS*, 172, 368
- Mateo, M., & Szkody, P. 1984, *AJ*, 89, 863
- Miocchi, P. 2007, *MNRAS*, 381, 103
- Mukai, K. 1993, *Legacy*, 3, 21
- Narayan, R., Mahadevan, R., & Quataert, E. 1998, in *Theory of Black Hole Accretion Disks*, ed. M. A. Abramowicz, G. Björnsson, & J. E. Pringle, 148
- Pace, G., Recio-Blanco, A., Piotto, G., & Momany, Y. 2006, *A&A*, 452, 493
- Patterson, J., & Raymond, J. C. 1985, *ApJ*, 292, 535
- Pfahl, E., & Rappaport, S. 2001, *ApJ*, 550, 172
- Piotto, G., King, I. R., Djorgovski, S. G., et al. 2002, *A&A*, 391, 945
- Piotto, G., Bedin, L. R., Anderson, J., et al. 2007, *ApJ*, 661, L53
- Poletto, G., Pallavicini, R., & Kopp, R. A. 1988, *A&A*, 201, 93
- Pooley, D., & Hut, P. 2006, *ApJ*, 646, L143
- Pooley, D., Lewin, W. H. G., Anderson, S. F., et al. 2003, *ApJ*, 591, L131
- Predehl, P., & Schmitt, J. H. M. M. 1995, *A&A*, 293, 889
- Pringle, J. E. 1977, *MNRAS*, 178, 195
- Ramsay, G., & Cropper, M. 2003, *MNRAS*, 338, 219
- Ramsay, G., Bridge, C. M., Cropper, M., et al. 2004, *MNRAS*, 354, 773
- Ritter, H., & Kolb, U. 2003, *A&A*, 404, 301
- Schröder, C., & Schmitt, J. H. M. M. 2007, *A&A*, 475, 677
- Servillat, M., Webb, N. A., & Barret, D. 2008, *A&A*, 480, 397
- Shara, M. M., Bergeron, L. E., Gilliland, R. L., Saha, A., & Petro, L. 1996, *ApJ*, 471, 804
- Shara, M. M., Hinkley, S., Zurek, D. R., Knigge, C., & Dieball, A. 2005, *AJ*, 130, 1829
- Verbunt, F., & Hut, P. 1987, in *The Origin and Evolution of Neutron Stars*, ed. D. J. Helfand, & J.-H. Huang, IAU Symp., 125, 187
- Verbunt, F., Bunk, W. H., Ritter, H., & Pfeiffermann, E. 1997, *A&A*, 327, 602
- Vogel, J., Byckling, K., Schwöpe, A., et al. 2008, *A&A*, 485, 787
- Walker, A. R. 1999, *AJ*, 118, 432
- Warner, B. 1995, *Cataclysmic variable stars (Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press)*
- Webb, N. A., Serre, D., Gendre, B., et al. 2004, *A&A*, 424, 133
- Webb, N. A., Wheatley, P. J., & Barret, D. 2006, *A&A*, 445, 155
- Wheatley, P. J., & West, R. G. 2003, *MNRAS*, 345, 1009
- Wheatley, P. J., Mauche, C. W., & Mattei, J. A. 2003, *MNRAS*, 345, 49
- Yi, S., Demarque, P., Kim, Y.-C., et al. 2001, *ApJS*, 136, 417

**Table 1.** Detected Chandra sources in the direction of NGC 2808. The columns correspond to the Chandra ID, the detection method (wavdetect or by hand), the XMM-Newton ID, position in RA and Dec (2000), the  $1\sigma$  detection error in arcseconds (Error), the number of Counts (Cts), the Chandra and XMM-Newton fluxes in  $\times 10^{-14}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ , the Chandra and XMM-Newton hardness ratios (HR) using the bands 0.5–2 and 2–8 keV. The best fit using an absorption ( $N_H$ ) and a power law of photon index (PH) is also given, and the last column gives the KS probability of constancy.

ID	Det.	XMM	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Cts	Flux	XMM flux	HR	XMM HR	$N_H$	PH	KS
1	w	C2	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.91 <sup>s</sup>	−64°51′50.67″	0.05	98	2.23 ± 0.47	3.60 ± 0.54	−0.96 ± 0.03	−0.68 ± 0.05	0.12	3.74	6.25E-02
2	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.72 <sup>s</sup>	−64°51′41.25″	0.11	22	0.55 ± 0.32	–	−0.27 ± 0.21	–	0.12	1.47	4.11E-01
3	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 03.32 <sup>s</sup>	−64°51′40.08″	0.12	20	0.90 ± 0.46	–	0.50 ± 0.19	–	0.12	0.18	2.62E-03
4	w	C2	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.28 <sup>s</sup>	−64°51′49.63″	0.22	6	0.14 ± 0.12	3.60 ± 0.54	−0.33 ± 0.38	−0.68 ± 0.05	0.12	1.74	2.08E-01
5	w	C1	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.02 <sup>s</sup>	−64°51′49.01″	0.13	17	0.53 ± 0.43	10.42 ± 0.83	0.06 ± 0.24	−0.13 ± 0.04	0.12	0.90	8.64E-01
6	h	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.29 <sup>s</sup>	−64°51′39.52″	0.28	4	0.09 ± 0.08	–	−0.50 ± 0.43	–	0.12	1.89	3.20E-01
7	w	C1	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.39 <sup>s</sup>	−64°51′48.23″	0.05	109	2.90 ± 0.81	10.42 ± 0.83	−0.14 ± 0.09	−0.13 ± 0.04	0.12	1.35	9.67E-01
8	h	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 03.86 <sup>s</sup>	−64°51′38.50″	0.25	5	0.14 ± 0.13	–	−0.20 ± 0.44	–	0.12	1.15	5.57E-01
9	h	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.40 <sup>s</sup>	−64°51′56.97″	0.25	5	0.12 ± 0.11	–	−0.20 ± 0.44	–	0.12	1.57	7.95E-01
10	w	C1	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.84 <sup>s</sup>	−64°51′47.50″	0.05	99	2.60 ± 0.90	10.42 ± 0.83	−0.21 ± 0.10	−0.13 ± 0.04	0.12	1.38	9.78E-01
11	w	C1	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.83 <sup>s</sup>	−64°51′51.69″	0.12	20	0.60 ± 0.37	10.42 ± 0.83	0.20 ± 0.22	−0.13 ± 0.04	0.12	0.96	2.31E-01
12	w	C3	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 00.85 <sup>s</sup>	−64°51′58.04″	0.14	15	0.43 ± 0.30	1.56 ± 0.45	0.07 ± 0.26	0.11 ± 0.16	0.12	1.22	7.19E-01
13	w	C4	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 03.53 <sup>s</sup>	−64°52′01.77″	0.09	33	0.81 ± 0.39	1.37 ± 0.46	−0.09 ± 0.17	−0.18 ± 0.15	0.12	1.48	5.80E-01
14	h	C4	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 03.89 <sup>s</sup>	−64°52′03.16″	0.28	4	0.09 ± 0.07	1.37 ± 0.46	−0.50 ± 0.43	−0.18 ± 0.15	0.12	1.88	9.26E-01
15	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 02.46 <sup>s</sup>	−64°52′06.23″	0.12	20	0.44 ± 0.26	–	−0.40 ± 0.20	–	0.12	1.87	7.56E-01
16	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.62 <sup>s</sup>	−64°52′09.79″	0.05	97	2.40 ± 0.66	–	−0.15 ± 0.10	–	0.12	1.55	1.85E-03
17	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 00.96 <sup>s</sup>	−64°50′54.48″	0.21	7	0.12 ± 0.09	–	−0.43 ± 0.34	–	0.12	2.57	8.32E-03
18	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 53.61 <sup>s</sup>	−64°52′06.42″	0.23	6	0.23 ± 0.17	–	−1.00 ± 0.26	–	0.12	2.67	3.57E-01
19	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 14.80 <sup>s</sup>	−64°51′41.96″	0.21	8	0.25 ± 0.24	–	0.00 ± 0.35	–	0.12	0.89	4.18E-01
20	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 48.86 <sup>s</sup>	−64°52′49.45″	0.27	5	0.10 ± 0.07	–	−1.00 ± 0.30	–	0.12	3.20	9.68E-01
21	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 44.48 <sup>s</sup>	−64°51′28.20″	0.12	27	0.65 ± 0.55	–	−0.26 ± 0.19	–	0.12	1.55	5.05E-02
22	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 17.46 <sup>s</sup>	−64°53′09.41″	0.29	5	0.13 ± 0.12	–	−0.20 ± 0.44	–	0.12	1.32	9.37E-01
23	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 08.06 <sup>s</sup>	−64°49′40.57″	0.16	20	0.60 ± 0.45	–	−0.20 ± 0.22	–	0.12	1.13	8.82E-02
24	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 51.14 <sup>s</sup>	−64°49′43.26″	0.21	11	0.48 ± 0.29	–	0.45 ± 0.27	–	0.12	0.29	9.65E-01
25	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 41.79 <sup>s</sup>	−64°50′28.62″	0.26	8	0.85 ± 0.79	–	0.50 ± 0.31	–	0.12	−0.31	5.39E-01
26	w	46	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 26.51 <sup>s</sup>	−64°52′57.02″	0.17	21	0.45 ± 0.29	0.66 ± 0.27	−0.62 ± 0.17	−0.41 ± 0.16	0.12	2.41	1.63E-01
27	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 04.15 <sup>s</sup>	−64°48′55.47″	0.20	17	0.86 ± 0.54	–	0.53 ± 0.21	–	0.12	−0.18	3.06E-01
28	h	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 35.62 <sup>s</sup>	−64°51′59.52″	0.26	8	0.44 ± 0.33	–	0.50 ± 0.31	–	0.12	−0.28	8.31E-01
29	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 39.41 <sup>s</sup>	−64°50′01.65″	0.30	8	1.37 ± 0.69	–	0.50 ± 0.31	–	0.12	−0.70	2.84E-01
30	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 33.32 <sup>s</sup>	−64°51′34.27″	0.33	6	0.16 ± 0.16	–	0.33 ± 0.38	–	0.12	0.97	9.36E-01
31	w	17	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 33.32 <sup>s</sup>	−64°51′03.25″	0.12	43	0.96 ± 0.25	1.66 ± 0.42	−0.91 ± 0.06	−0.37 ± 0.11	0.12	3.56	8.67E-02
32	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 50.44 <sup>s</sup>	−64°48′43.59″	0.20	21	0.45 ± 0.25	–	−0.52 ± 0.19	–	0.12	2.09	8.34E-01
33	w	29	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 02.10 <sup>s</sup>	−64°55′06.43″	0.12	39	1.00 ± 0.43	1.22 ± 0.33	−0.13 ± 0.16	−0.22 ± 0.12	0.12	1.48	6.89E-01
34	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 24.38 <sup>s</sup>	−64°49′22.59″	0.41	7	0.25 ± 0.24	–	−0.14 ± 0.37	–	0.12	0.84	9.84E-01
35	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 49.00 <sup>s</sup>	−64°54′48.78″	0.27	8	0.20 ± 0.18	–	0.00 ± 0.35	–	0.12	1.42	5.22E-01
36	w	7	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 18.58 <sup>s</sup>	−64°48′41.13″	0.10	117	2.75 ± 0.69	2.90 ± 0.49	−0.35 ± 0.09	−0.42 ± 0.07	0.12	1.76	7.57E-01
37	w	37	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 33.48 <sup>s</sup>	−64°50′27.83″	0.13	60	1.90 ± 0.78	1.46 ± 0.40	0.03 ± 0.13	0.18 ± 0.14	0.12	1.05	4.56E-01
38	h	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 21.80 <sup>s</sup>	−64°54′53.17″	0.37	7	0.26 ± 0.16	–	−1.00 ± 0.23	–	0.12	3.62	8.16E-01
39	w	22	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 35.07 <sup>s</sup>	−64°53′18.59″	0.16	39	1.23 ± 0.34	0.89 ± 0.25	−0.90 ± 0.07	−0.77 ± 0.08	0.12	4.67	6.82E-01
40	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 15.21 <sup>s</sup>	−64°55′20.70″	0.32	9	0.47 ± 0.46	–	0.78 ± 0.21	–	0.12	0.07	9.49E-01

Table 1. continued.

ID	Det.	XMM	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Cts	Flux	XMM flux	HR	XMM HR	$N_H$	PH	KS
41	w	2	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 28.05 <sup>s</sup>	-64°50'35.65''	0.04	513	11.69 ± 1.18	14.36 ± 1.02	-0.43 ± 0.04	-0.30 ± 0.03	0.12	1.95	7.37E-01
42	w	26	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 27.07 <sup>s</sup>	-64°48'49.05''	0.17	55	1.53 ± 0.40	1.25 ± 0.39	-0.27 ± 0.13	-0.35 ± 0.13	0.12	1.36	3.27E-01
43	w	41	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 34.69 <sup>s</sup>	-64°53'49.51''	0.20	29	0.72 ± 0.26	0.43 ± 0.19	-0.93 ± 0.07	-0.85 ± 0.12	0.12	3.71	9.59E-01
44	h	91	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 30.89 <sup>s</sup>	-64°54'26.59''	0.46	6	0.36 ± 0.27	0.91 ± 0.39	1.00 ± 0.26	0.57 ± 0.23	0.12	-0.55	2.77E-01
45	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 21.32 <sup>s</sup>	-64°48'17.39''	0.35	14	0.43 ± 0.31	-	0.14 ± 0.26	-	0.12	0.92	2.10E-01
46	h	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 24.70 <sup>s</sup>	-64°51'56.19''	0.36	8	0.29 ± 0.28	-	0.25 ± 0.34	-	0.12	0.68	6.00E-01
47	w	13	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 26.46 <sup>s</sup>	-64°53'14.20''	0.13	57	2.56 ± 1.20	4.32 ± 0.66	0.40 ± 0.12	0.54 ± 0.08	0.12	0.31	6.66E-02
48	w	85	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 13.85 <sup>s</sup>	-64°47'51.40''	0.29	19	0.56 ± 0.40	0.68 ± 0.32	0.05 ± 0.23	0.53 ± 0.43	0.12	1.06	8.28E-02
49	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 30.56 <sup>s</sup>	-64°48'54.15''	0.43	11	0.77 ± 0.75	-	0.82 ± 0.17	-	0.12	-0.89	4.52E-01
50	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 34.25 <sup>s</sup>	-64°49'08.26''	0.49	9	0.38 ± 0.30	-	0.33 ± 0.31	-	0.12	0.10	5.12E-01
51	w	50	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 39.52 <sup>s</sup>	-64°53'31.60''	0.36	11	0.37 ± 0.20	0.51 ± 0.23	-1.00 ± 0.16	-0.67 ± 0.14	0.12	4.80	7.39E-03
52	w	67	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 42.46 <sup>s</sup>	-64°50'34.62''	0.34	16	0.38 ± 0.30	0.70 ± 0.31	0.00 ± 0.25	-0.17 ± 0.20	0.12	1.55	1.84E-01
53	w	24	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 01.37 <sup>s</sup>	-64°56'11.87''	0.20	27	0.74 ± 0.25	0.63 ± 0.20	-0.93 ± 0.07	-0.91 ± 0.08	0.12	4.43	7.25E-01
54	h	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 43.90 <sup>s</sup>	-64°55'46.53''	0.42	7	0.25 ± 0.24	-	0.43 ± 0.34	-	0.12	0.67	8.73E-01
55	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 43.64 <sup>s</sup>	-64°55'55.84''	0.34	11	0.52 ± 0.43	-	0.64 ± 0.23	-	0.12	0.00	1.55E-01
56	w	3	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 18.86 <sup>s</sup>	-64°50'58.19''	0.06	453	9.62 ± 1.10	9.17 ± 0.77	-0.59 ± 0.04	-0.55 ± 0.03	0.12	2.55	3.36E-14
57	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 17.27 <sup>s</sup>	-64°52'45.02''	0.36	13	0.27 ± 0.23	-	-0.08 ± 0.28	-	0.12	1.89	4.99E-01
58	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 22.95 <sup>s</sup>	-64°54'18.78''	0.26	26	0.53 ± 0.27	-	-0.62 ± 0.15	-	0.12	2.66	2.18E-02
59	h	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 59.68 <sup>s</sup>	-64°56'46.54''	0.43	9	0.32 ± 0.31	-	-0.11 ± 0.33	-	0.12	0.80	4.00E-01
60	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 15.90 <sup>s</sup>	-64°52'27.63''	0.49	8	0.17 ± 0.12	-	-0.75 ± 0.23	-	0.12	3.03	1.65E-01
61	w	25	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 28.81 <sup>s</sup>	-64°55'21.77''	0.15	79	1.74 ± 0.46	0.86 ± 0.27	-0.49 ± 0.10	-0.79 ± 0.09	0.12	2.33	8.45E-02
62	w	45	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 34.51 <sup>s</sup>	-64°55'57.17''	0.25	28	0.89 ± 0.42	0.87 ± 0.32	0.07 ± 0.19	-0.43 ± 0.14	0.12	1.03	3.43E-01
63	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 50.76 <sup>s</sup>	-64°52'25.27''	0.38	19	0.45 ± 0.18	-	-0.68 ± 0.17	-	0.12	3.21	5.90E-02
64	w	62	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 51.77 <sup>s</sup>	-64°52'08.18''	0.36	21	0.56 ± 0.36	0.70 ± 0.32	-0.14 ± 0.22	0.24 ± 0.31	0.12	1.55	4.21E-01
65	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 47.28 <sup>s</sup>	-64°54'06.97''	0.30	32	0.86 ± 0.46	-	-0.25 ± 0.17	-	0.12	1.32	4.49E-01
66	h	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 06.37 <sup>s</sup>	-64°57'04.47''	0.60	6	0.36 ± 0.23	-	0.67 ± 0.30	-	0.12	-0.45	6.71E-01
67	h	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 18.64 <sup>s</sup>	-64°56'52.58''	0.50	10	0.27 ± 0.22	-	0.00 ± 0.32	-	0.12	1.00	1.24E-01
68	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 16.26 <sup>s</sup>	-64°49'32.16''	0.61	9	0.12 ± 0.11	-	0.33 ± 0.31	-	0.12	1.01	4.69E-01
69	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 53.33 <sup>s</sup>	-64°57'16.17''	0.44	12	0.55 ± 0.27	-	0.50 ± 0.25	-	0.12	0.12	7.67E-01
70	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 58.93 <sup>s</sup>	-64°57'22.85''	0.54	9	0.18 ± 0.13	-	-0.78 ± 0.21	-	0.12	2.83	7.86E-01
71	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 50.21 <sup>s</sup>	-64°54'19.80''	0.51	15	0.29 ± 0.22	-	0.20 ± 0.25	-	0.12	1.10	9.79E-01
72	w	59	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 08.50 <sup>s</sup>	-64°51'13.21''	0.40	21	0.80 ± 0.45	0.82 ± 0.39	0.14 ± 0.22	0.10 ± 0.57	0.12	0.50	1.36E-01
73	w	5	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 56.91 <sup>s</sup>	-64°52'27.62''	0.10	336	19.35 ± 3.55	19.24 ± 2.08	0.65 ± 0.04	0.85 ± 0.04	0.12	-0.13	5.82E-01
74	w	77	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 23.34 <sup>s</sup>	-64°57'10.49''	0.36	26	0.66 ± 0.25	0.34 ± 0.27	-0.92 ± 0.08	-0.62 ± 0.27	0.12	3.97	5.01E-01
75	h	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 31.11 <sup>s</sup>	-64°57'13.75''	0.60	15	0.64 ± 0.63	-	0.33 ± 0.24	-	0.12	-0.26	3.77E-01
76	w	47	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 12.12 <sup>s</sup>	-64°55'01.03''	0.26	58	1.49 ± 0.53	1.47 ± 0.49	-0.31 ± 0.12	-0.05 ± 0.15	0.12	1.65	8.50E-01
77	w	6	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 01.44 <sup>s</sup>	-64°52'16.44''	0.18	146	3.74 ± 1.07	3.91 ± 0.60	-0.32 ± 0.08	-0.30 ± 0.06	0.12	1.76	9.26E-01
78	w	-	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 29.21 <sup>s</sup>	-64°57'09.05''	0.58	14	0.26 ± 0.23	-	-0.14 ± 0.26	-	0.12	1.75	9.06E-01
79	w	86	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 29.44 <sup>s</sup>	-64°45'58.22''	0.47	32	2.69 ± 1.22	1.18 ± 0.48	0.94 ± 0.06	1.00 ± 0.15	0.12	-1.32	5.87E-02
80	w	-	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 20.92 <sup>s</sup>	-64°58'08.86''	0.51	21	0.74 ± 0.67	-	0.14 ± 0.22	-	0.12	0.57	2.06E-01
81	w	88	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 21.84 <sup>s</sup>	-64°56'54.49''	0.45	25	1.22 ± 0.72	1.20 ± 0.45	0.60 ± 0.16	0.84 ± 0.17	0.12	-0.30	9.69E-03
82	w	14	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 50.13 <sup>s</sup>	-64°56'12.30''	0.19	158	4.65 ± 0.97	3.05 ± 0.59	-0.20 ± 0.08	0.09 ± 0.09	0.12	1.45	3.55E-02

Table 1. continued.

ID	Det.	XMM	RA <sub>2000</sub>	Dec <sub>2000</sub>	Error	Cts	Flux	XMM flux	HR	XMM HR	$N_H$	PH	KS
83	w	38	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 17.22 <sup>s</sup>	−64°46′52.99″	0.37	57	1.59 ± 0.59	1.54 ± 0.58	−0.09 ± 0.13	−0.21 ± 0.15	0.12	1.16	6.94E-01
84	w	23	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 36.86 <sup>s</sup>	−64°45′45.01″	0.34	79	1.99 ± 0.64	2.39 ± 0.59	−0.19 ± 0.11	−0.01 ± 0.11	0.12	1.62	3.68E-01
85	w	19	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 57.93 <sup>s</sup>	−64°49′33.42″	0.24	123	2.77 ± 0.88	3.26 ± 0.68	−0.51 ± 0.08	−0.33 ± 0.08	0.12	2.10	7.64E-02
86	w	76	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 13.55 <sup>s</sup>	−64°44′32.76″	0.51	41	0.91 ± 0.51	1.32 ± 0.51	−0.02 ± 0.16	0.72 ± 0.19	0.12	1.32	8.39E-01
87	h	56	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 43.92 <sup>s</sup>	−64°57′42.63″	0.65	25	0.35 ± 0.20	0.64 ± 0.31	−0.04 ± 0.20	−0.49 ± 0.19	0.12	3.04	5.64E-01
88	w	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 52.44 <sup>s</sup>	−64°56′55.44″	0.53	36	0.91 ± 0.57	–	−0.17 ± 0.16	–	0.12	1.33	1.28E-01
89	w	–	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 05.36 <sup>s</sup>	−64°54′57.27″	0.76	18	0.29 ± 0.19	–	0.00 ± 0.24	–	0.12	2.80	2.68E-01
90	h	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 23.50 <sup>s</sup>	−64°44′43.09″	0.64	28	0.97 ± 0.49	–	0.36 ± 0.18	–	0.12	0.65	4.08E-01
91	w	53	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 27.67 <sup>s</sup>	−64°45′15.12″	0.46	51	1.03 ± 0.46	1.55 ± 0.58	−0.29 ± 0.13	0.02 ± 0.21	0.12	1.94	6.07E-01
92	h	31	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 12.54 <sup>s</sup>	−64°52′57.87″	0.49	42	1.27 ± 0.75	0.96 ± 0.37	0.05 ± 0.15	−0.50 ± 0.15	0.12	1.18	6.04E-01
93	w	–	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 39.48 <sup>s</sup>	−64°44′36.23″	0.77	21	0.31 ± 0.28	–	0.05 ± 0.22	–	0.12	0.57	9.32E-01
94	h	68	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 12.10 <sup>s</sup>	−64°49′13.44″	0.68	32	0.78 ± 0.38	0.66 ± 0.38	−0.12 ± 0.18	−0.41 ± 0.22	0.12	1.63	9.65E-01
95	w	55	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 49.56 <sup>s</sup>	−64°53′01.46″	0.52	34	0.75 ± 0.33	1.04 ± 0.46	−0.35 ± 0.16	−0.24 ± 0.18	0.12	2.72	3.72E-01
96	h	–	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 57.94 <sup>s</sup>	−64°55′44.48″	0.65	26	0.47 ± 0.27	–	−0.15 ± 0.19	–	0.12	1.16	2.17E-02
97	w	12	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 37.60 <sup>s</sup>	−64°44′04.10″	0.35	112	2.66 ± 0.62	3.76 ± 0.74	−0.29 ± 0.09	−0.27 ± 0.08	0.12	1.82	3.42E-02
98	h	43	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 09.52 <sup>s</sup>	−65°00′14.72″	0.62	37	1.19 ± 0.79	1.70 ± 0.53	0.14 ± 0.16	0.14 ± 0.15	0.12	0.91	6.89E-01
99	w	1	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 49.68 <sup>s</sup>	−64°48′14.13″	0.25	242	11.84 ± 3.01	55.16 ± 2.59	0.35 ± 0.06	−0.00 ± 0.02	0.12	0.20	2.94E-01
100	h	71	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 42.82 <sup>s</sup>	−64°53′13.70″	0.71	28	1.14 ± 0.88	1.15 ± 0.44	0.21 ± 0.18	−0.23 ± 0.87	0.12	0.23	1.50E-01
101	h	27	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 23.50 <sup>s</sup>	−64°51′04.60″	0.71	40	0.66 ± 0.30	2.18 ± 0.59	0.05 ± 0.16	−0.11 ± 0.12	0.12	1.94	9.21E-01
102	w	–	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 48.59 <sup>s</sup>	−64°55′38.02″	0.84	24	1.01 ± 0.62	–	0.42 ± 0.19	–	0.12	0.27	9.76E-01
103	h	83	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 39.27 <sup>s</sup>	−64°51′40.10″	0.78	30	0.50 ± 0.32	0.86 ± 0.45	0.07 ± 0.18	−0.06 ± 0.23	0.12	1.62	3.57E-01
104	h	–	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 24.02 <sup>s</sup>	−65°00′28.78″	0.93	26	0.51 ± 0.30	–	−0.08 ± 0.20	–	0.12	2.44	6.95E-01
105	w	44	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 10.27 <sup>s</sup>	−64°42′44.74″	0.35	168	4.21 ± 1.00	1.06 ± 0.42	−0.32 ± 0.07	−0.60 ± 0.13	0.12	1.77	5.63E-01
106	h	–	9 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup> 42.92 <sup>s</sup>	−64°55′07.85″	0.67	40	0.66 ± 0.34	–	−0.15 ± 0.16	–	0.12	2.62	8.54E-02
107	w	16	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 37.06 <sup>s</sup>	−64°52′01.10″	0.43	167	6.95 ± 1.67	4.99 ± 0.89	0.17 ± 0.08	0.33 ± 0.09	0.12	0.58	9.68E-01
108	h	61	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 54.18 <sup>s</sup>	−65°02′02.85″	1.07	30	0.42 ± 0.24	1.62 ± 0.56	0.20 ± 0.18	0.48 ± 0.21	0.12	1.73	5.80E-01
109	h	28	9 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup> 57.39 <sup>s</sup>	−65°02′52.76″	0.85	60	1.11 ± 0.49	1.38 ± 0.45	−0.03 ± 0.13	−0.60 ± 0.12	0.12	1.64	2.85E-01
110	h	15	9 <sup>h</sup> 12 <sup>m</sup> 51.60 <sup>s</sup>	−65°02′13.39″	0.54	207	4.92 ± 0.94	3.80 ± 0.77	−0.29 ± 0.07	−0.23 ± 0.09	0.12	1.53	8.32E-01
111	h	20	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 28.39 <sup>s</sup>	−64°59′18.40″	0.61	170	1.75 ± 0.36	1.47 ± 0.42	−0.44 ± 0.07	−0.88 ± 0.07	0.12	2.79	4.60E-01
112	h	90	9 <sup>h</sup> 14 <sup>m</sup> 02.25 <sup>s</sup>	−64°57′08.79″	0.80	171	1.46 ± 0.56	1.50 ± 0.66	−0.01 ± 0.08	−0.50 ± 0.28	0.12	1.51	6.26E-01
113	h	79	9 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup> 32.22 <sup>s</sup>	−65°01′52.75″	0.52	218	2.43 ± 0.48	1.90 ± 0.78	−0.49 ± 0.06	−0.14 ± 0.25	0.12	2.29	7.11E-08





## **Annexe E**

### **Publication 3 : Maccarone & Servillat (2008)**

*Radio observations of NGC 2808 and other globular clusters : constraints on intermediate mass black holes*

Maccarone T.J. & Servillat M., 2008, *MNRAS*, 389, 379



# Radio observations of NGC 2808 and other globular clusters: constraints on intermediate-mass black holes

Thomas J. Maccarone<sup>1★</sup> and Mathieu Servillat<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*University of Southampton School of Physics and Astronomy, Highfield Campus, Southampton, SO17 1BJ*

<sup>2</sup>*Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, Université Paul Sabatier, CNRS – 9 avenue du Colonel Roche, 31400 Toulouse, France*

Accepted 2008 June 12. Received 2008 May 15; in original form 2008 March 28

## ABSTRACT

We present the results of a deep radio observation of the globular cluster NGC 2808. We show that there are no sources detected within the core of the cluster, placing constraints on both the pulsar population of the cluster and the mass of a possible intermediate-mass black hole in NGC 2808. We compare the results for this cluster with other constraints on intermediate-mass black holes derived from accretion measures. With the exception of G1 in M 31 which has previously shown radio emission, even with considerably more conservative assumptions, only the clusters with the poorest of observational constraints are consistent with falling on the  $M_{\text{BH}}-\sigma$  relation. This result is interpreted in terms of the fundamental differences between galaxies and globular clusters.

**Key words:** accretion, accretion discs – stellar dynamics – globular clusters: general – globular clusters: individual: NGC 2808 – radio continuum: general.

## 1 INTRODUCTION

Starting with the discoveries of X-ray sources in globular clusters in the mid-1970s (Clark 1975; Clark, Markert & Li 1975), considerable debate took place about whether globular clusters contain black holes of intermediate masses (i.e. greater than the  $\sim 20 M_{\odot}$  maximum mass for black holes formed through normal single star evolution, but less than the  $10^6 M_{\odot}$  masses seen in the smallest galactic nuclei). It was proposed that the X-ray emission seen from these clusters was due to accretion on to the central black holes of material released into the intracluster medium by stellar mass loss (Bahcall & Ostriker 1975; Silk & Arons 1975). Additionally, increases in the clusters' central velocity dispersions were seen without corresponding increases in the central optical luminosity density (Newell, Dacosta & Norris 1976). Both arguments for intermediate-mass black holes were refuted in relatively short order; Type I X-ray bursts were seen from the globular cluster X-ray sources (Grindlay et al. 1976), and explained to be due to thermonuclear burning on the surfaces of neutron stars (Woosley & Taam 1976). With regards to the second argument, it was shown that increases in central mass-to-light ratios of globular clusters were expected due to mass segregation in the clusters, which leaves the heavy, dark white dwarfs and neutron stars preferentially in the cluster cores (Illingworth & King 1977).

This controversy has been rekindled recently based on the same lines of evidence. An intermediate-mass black hole in M 15 has been claimed (Gerssen et al. 2002) and refuted (Baumgardt et al.

2003) on largely the same grounds as the debate over the same cluster in the late 1970s. In fact, it has been argued that the finite number of stars within the sphere of influence of an intermediate-mass black hole in a globular cluster will make it impossible to demonstrate conclusively through stellar dynamical measurements made in integrated light that a cluster contains an intermediate-mass black hole (Drukier & Bailyn 2003). More indirect proofs may still be feasible, through, for example, measurements of high-velocity stars (Drukier & Bailyn 2003; Baumgardt, Gualandris & Portegies Zwart 2006) or the presence of unusual binaries which can be best explained by recoil off a black hole–black hole binary (Colpi, Possenti & Gualandris 2002).

The inability of stellar dynamics to make clean measurements has led to the search for accretion constraints on the presence of intermediate-mass black holes. The first attempts placed upper limits on the masses of black holes in M15 and 47 Tuc (Grindlay et al. 2001; Ho, Terashima & Okajima 2003), based on particular accretion models. It was later pointed out that, following from the fundamental plane relation for black hole activity (Merloni, Heinz & DiMatteo 2003; Falcke, Körding & Markoff 2004), the radio emission expected from an intermediate-mass black hole would be of the orders of magnitude higher than that expected from a stellar mass black hole or a neutron star at the same X-ray luminosity. This makes radio searches more sensitive, and also gives the possibility to place at least a crude constraint on black hole mass based on the detection of radio emission (Maccarone 2004).

One piece of strong evidence has emerged for an intermediate-mass black hole in G1, an enigmatic star cluster in M 31 thought by some to be a globular cluster, but by others to be the core of a stripped dwarf galaxy, given that its mass is far above that of any

★E-mail: tjm@phys.soton.ac.uk

globular cluster in the Milky Way, and that it contains multiple stellar populations. Dynamical evidence in G1 suggested the presence of a 20 000 solar mass black hole (Gebhardt, Rich & Ho 2002), but was significant at less than the  $3\sigma$  level and based on only a few pixels worth of *Hubble Space Telescope* (HST) data. X-ray measurements of this cluster revealed a source at  $2 \times 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup> (Trudolyubov & Priedhorsky 2004), and were suggested to be possible evidence of an intermediate-mass black hole, but was certainly still consistent with emission from a single X-ray binary or a collection of X-ray binaries (Pooley & Rappaport 2006). The radio flux from G1 was then measured to be 28  $\mu$ Jy (Ulvestad, Greene & Ho 2007), in good agreement with the prediction of Maccarone & Körding (2006) that the radio flux should be 30  $\mu$ Jy for the suggested black hole mass and observed X-ray luminosity. We note that much of the information from this introduction is drawn from a recent review by Maccarone & Knigge (2007). For a more general and thorough, but somewhat dated review of binaries in globular clusters, see Hut et al. (1992). For a recent review on the topic of black holes and neutron stars in globular clusters, see Rasio et al. (2007).

On the other hand, searches for radio emission from globular clusters thought to be good candidates for hosting intermediate-mass black holes have generally yielded only upper limits (Maccarone, Fender & Tzioumis 2005; De Rijcke, Buyle & Dejonghe 2006; Bash et al. 2008). It is thus clear that more detailed searches for radio sources from Galactic globular clusters should be attempted. In this paper, we report an upper limit on the radio emission from the globular cluster NGC 2808. We discuss this result in the context of other radio upper limits from globular clusters, and show that there are already enough data to cast severe doubt on suggestions that globular clusters may follow the same  $M_{\text{BH}}-\sigma$  relation as galaxies.

## 2 DATA USED

The Australia Telescope Compact array observed NGC 2808 for 12 h in array configuration 6D, on 1992 January 24. The calibrators used are 0823-500 and 1934-638. The data were taken at 1.408 and 1.708 GHz, with 64 channels of 2 MHz each frequency range. The 1.708 GHz data were especially noisy and were not examined. We reduced the 1.408 GHz data with MIRIAD (Sault, Teuben & Wright 1995). We needed to excise the four lowest frequency channels, the four highest frequency channels and the eight central channels in order to remove an artefact in the central pixel and considerable noise. A few other epochs of radio frequency interference activity were excised, as was the baseline between antennae 4 and 5 which showed strong noise throughout the observation. As a result, the rms obtained in these data is not as good as one might hope for, but after CLEANING, the data still produce a noise level of 54  $\mu$ Jy, very similar to the theoretical noise level expected from the included baselines.

## 3 OTHER SOURCES

Several radio sources are detected in these data, within the tidal radius of the cluster but outside the half-light radius. Given that any radio source in a globular cluster is likely to be a source which is formed dynamically, which is far heavier than a typical star in the cluster, or both, any radio source associated with the cluster is likely to be near the centre of the cluster where dynamical interactions are most common and where mass segregation leaves the heaviest objects. These sources are therefore most likely to be background active galactic nuclei (AGN), although, owing to the

relatively low Galactic latitude of this cluster ( $b = -11^\circ 3'$ ) some may be foreground object, such as H II regions. Correlations with X-ray detections from Servillat, Webb & Barret (2008) will be discussed in future work.

## 4 DISCUSSION

A few key points result from the non-detection of radio sources associated with NGC 2808. First, the non-detection of any sources in the core implies that there are no bright radio pulsars here. The collision rate,  $\Gamma$  in NGC 2808, approximated as  $\Gamma = \rho_c^{3/2} r_c^2$  (Verbunt & Hut 1987), where  $\rho_c$  is the stellar density in the core and  $r_c$  is the core radius, is slightly higher than that in 47 Tuc, which has more than 20 known pulsars (Camilo et al. 2000); pulsar production is expected to be well correlated with the collision rate, in the same way that X-ray source production is enhanced (Gendre, Barret & Webb 2003; Pooley et al. 2003; Pooley & Hut 2006). While none of the pulsars in 47 Tuc is bright enough to be seen in this exposure at the distance of NGC 2808, the integrated emission from pulsars in 47 Tuc would be detectable at this distance. Given that the core of NGC 2808 is only about  $4 \times 4$  angular resolution elements for the Australian Telescope Compact Array (ATCA)'s angular resolution at 1.4 GHz, and that most of the ATCA baselines are sufficiently short that the full cluster core is well probed by the baselines, it seems unlikely that the pulsars are over-resolved by the array. The level of emission really is likely to be lower than in 47 Tuc. Part of the reason for this may be the lower metallicity of NGC 2808 relative to 47 Tuc – it has recently become well established that the metallicity of a globular cluster affects its probability of hosting an X-ray source (see Silk & Arons 1975 for the first suggestion of this effect; Kundu, Maccarone & Zepf 2002 for the first definitive evidence; Kim et al. 2006; Kundu, Maccarone & Zepf 2007 and Sivakoff et al. 2007 for demonstrations from large samples of elliptical galaxies). Deeper observations in radio continuum would be useful for constraining whether there are real differences in the pulsar properties of these two clusters, or if the issue is just the combination of deeper data on 47 Tuc so far, combined with its smaller dispersion measure which makes pulsar timing detections at low frequencies easier to make.

Secondly, we consider the case of a possible intermediate-mass black hole in NGC 2808. The interpretation of the non-detection depends strongly on the assumptions made about the efficiency of Bondi – Hoyle accretion (i.e. what fraction of the classical Bondi rate is actually accreted), the gas density in the cluster, the radiative efficiency of accretion and the correlation between X-ray and radio power. We will present here both the most likely parameter values and a more conservative estimate which consists of considering values for each parameter near the lower end of the plausible range.

A variety of approaches can be used to estimate the fraction of the Bondi rate at which spherical accretion takes place in Nature. Pellegrini (2005) examines a sample of AGN in elliptical galaxies, where the gas density can be estimated from X-ray imaging. Nearly, all these galaxies are underluminous compared to what would be expected for radiatively efficient accretion at the Bondi rate. When radiatively inefficient accretion with  $L_X \propto \dot{m}^2$  is implemented (as we do here – see below), the accretion rates predicted from the Bondi relation are still too low to match the observed data, but typically by a factor of only about 10–30 – see fig. 3 of Pellegrini (2005), with the most underluminous AGN only a factor of about 1000 below its Bondi rate for radiatively inefficient accretion. Various authors have also considered the kinetic power of jets from AGN in clusters

of galaxies based on the bubbles they inflate in the intracluster medium (see e.g. Dunn, Fabian & Celotti 2006). They typically find that at least 10 per cent of the power which would be generated by efficient accretion at the Bondi rate is required (RJ Dunn, private communication). Finally, Perna et al. (2003) have estimated that the lack of detection of isolated neutron stars accreting from the interstellar medium implies a fraction of Bondi accretion of  $10^{-2}$ – $10^{-3}$ . We thus take  $3 \times 10^{-2}$  times the Bondi rate as the most likely value and  $10^{-3}$  as our more conservative value.

The gas content of globular clusters is also an issue of debate. Four globular clusters clearly show evidence for an intracluster medium, with the rest generally showing upper limits consistent with being well above the measured values in the clusters with good measurements (e.g. Boyer et al. 2008; Knapp et al. 1996). The two Galactic globular clusters with evidence for gas, 47 Tuc and M 15, show systematic correlations between the dispersion measures of their pulsars and the accelerations of their pulsars, indicating that the pulses from the pulsars in the back of the cluster are moving through larger column densities of material (Freire et al. 2001, 2003). The cluster G1 in M31 shows evidence for gas in which it verifies the picture we are presenting here. Finally, the cluster RZ2109 shows a strong, broad [O III] emission line, powered by the accreting, likely stellar mass, black hole within it (Maccarone et al. 2007; Zepf et al. 2007).

Gas densities can also be estimated based on empirical knowledge about stellar mass-loss. Pfahl & Rappaport (2001) showed that if the gravitational potentials of globular clusters are ignored, so that the mass-loss from stars is treated as free expansion, that core densities of gas of  $n_H \approx 1(\frac{M_c}{10^5 M_\odot})(\frac{v_w}{20 \text{ km s}^{-1}})^{-1}(\frac{r_c}{0.5 \text{ pc}})^{-2} \text{ cm}^{-3}$ , would result, where  $M_c$  is the cluster core mass,  $r_c$  is the cluster core radius and  $v_w$  is the characteristic wind velocity for the outflows. When we apply this result within this paper, we will assume a characteristic wind speed of  $50 \text{ km s}^{-1}$  (allowing for a rather conservative limit), a cluster mass-to-light ratio of 2 (e.g. Piatek et al. 1994) and will take the central luminosity densities and core radii from the Harris (1996) catalogue. We note that the values inferred from this equation are a factor of about 2 higher than the values derived from pulsar measurements, but that the pulsar measurements are sensitive only to ionized gas.

A conservative estimate of the gas content in NGC 2808 would be that it is similar to the gas content in 47 Tuc (i.e.  $n_H = 0.07 \text{ H cm}^{-3}$ ). In fact, it is unlikely that the gas content in NGC 2808 will be as low as in 47 Tuc. Pure stellar wind mass-loss should yield a gas density of  $0.5 \text{ H cm}^{-3}$ , without any retention of the gas in both these clusters – it is likely that millisecond pulsar winds are responsible for removing some of the gas in 47 Tuc. Faulkner et al. (1991) found tentative evidence for  $200 M_\odot$  of neutral hydrogen in NGC 2808, presuming the gas is located predominantly in the cluster core. If this were confirmed, it would represent a gas density about four orders of magnitude higher than the values used in this paper. However, this gas density is highly unlikely – an unusually low dust-to-gas ratio would be required in order not to see reddening within the cluster, since  $n_H = 5500 \text{ H cm}^{-3}$  with a cluster core radius of  $0.7 \text{ pc}$  gives a column density  $N_H$  of more than  $10^{22} \text{ H cm}^{-2}$ . Furthermore, if there really were this gas density in the core of NGC 2808 of  $5500 \text{ H cm}^{-3}$ , not only an intermediate-mass black hole, but also the isolated neutron stars in the cluster would be easily detectable as X-ray sources (see e.g. Pfahl & Rappaport 2001).

The radiative efficiency of accretion and the relation between radio and X-ray powers have, in fact, become well established in recent years. The fundamental plane relation for black hole activity,

$L_R \propto L_X^{0.6} M_{\text{BH}}^{0.8}$  (Merloni et al. 2003) requires radiatively inefficient accretion (e.g. from an advection-dominated accretion flow – see Narayan & Yi 1995) in the low/hard state (i.e. below about 2 per cent of the Eddington limit – Maccarone 2003; Maccarone, Gallo & Fender 2003). We thus assume that the radiative efficiency of accretion is  $0.1 c^2$  for  $L > 0.02 L_{\text{EDD}}$  and  $0.5 \dot{m} c^4 / L_{\text{EDD}}$  for lower luminosities, so that the function is continuous at  $L = 0.02 L_{\text{EDD}}$ . The different radio/X-ray relations for black holes and neutron stars (Migliari & Fender 2006) argue strongly for a radiative efficiency law where  $L_X \propto \dot{m}^2$  in the low-hard state of black holes, and the lack of abrupt changes in luminosity at the state transitions to and from the high soft state, which is widely believed to be a radiatively efficient standard optically thick, geometrically thin accretion disc (Shakura & Sunyaev 1973) argue for a smooth transition in radiative efficiency (Maccarone 2005; Russell et al. 2007). The mass term in the fundamental plane relation follows in a straightforward manner from standard synchrotron theory for compact conical jets (Blandford & Königl 1979; Falcke & Biermann 1995; Heinz & Sunyaev 2002). Confidence in this relation is also bolstered by the fact that the scatter in the correlations reduces to being consistent with the measurement errors when AGN samples are chosen carefully, so as to include only AGN in the low/hard state and without significant relativistic beaming (Körding, Falcke & Corbel 2006). Scatter none the less, may exist – the most likely reasons being due to variations in black hole spins and Doppler boosting (although there are several lines of indirect evidence that the jets from low-luminosity systems are only mildly relativistic – see e.g. Gallo, Fender & Pooley 2003). Below we describe how its effects may be parametrized.

We then can obtain two limits on the mass of the black hole based on the radio data. In all cases, we use the radiative efficiency prescription described above, and the value for the gas density given by Pfahl & Rappaport (2001). The conservative limit on black hole mass will come from taking the accretion rate to be  $10^{-3}$  of the Bondi rate, and using the  $5\sigma$  upper limit for the radio flux. Furthermore, in the two clusters where there are estimates of the ionized gas mass from pulsar velocity dispersions, this gas density, rather than the density estimated from Pfahl & Rappaport (2001) is used for the conservative limit. This can be regarded as a clear upper limit on the mass of a black hole. The second limit can be obtained by using the  $3\sigma$  upper limit on the radio flux and using 3 per cent of the Bondi rate as the most likely accretion rate. For NGC 2808, the conservative upper limit on the radio flux density will then be  $270 \mu\text{Jy}$ , while the more realistic upper limit is  $162 \mu\text{Jy}$ . These yield limits on the black hole mass from the data of  $2100 M_\odot$  and  $370 M_\odot$ , respectively.

For the reader who wishes to consider cases which span an even larger range of parameter space than that covered by our best guess and our more conservative estimate, we derive the scaling relations for mass versus other parameter values. Let us define  $b$  to be the fraction of the Bondi rate one assumes, and  $p$  to be the fraction of the fundamental plane radio luminosity used and  $g$  to be the fraction of the Pfahl & Rappaport gas density used. Then, since  $\dot{m} \propto b g M^2$ ;  $L_X \propto \dot{m}^2$ ; and  $L_R \propto b L_X^{0.6} M^{0.8}$ , then one can see that  $L_R \propto p (b g)^{1.2} M^{3.2}$ . Solving for  $M$ , instead, one finds that  $M \propto p^{0.31} (b g)^{0.38}$  – the errors in the mass inferred are a factor of roughly 2 even if there exists an order of magnitude error in the gas density, the fraction of the Bondi rate used, or the scaling from X-rays to radio provided by the fundamental plane relation. Since we have taken our more conservative case to be the multiplications of a conservative estimate of each parameter value, it is very unlikely

that our conservative upper limits on black hole masses will be too low by even an order of magnitude.

We can contrast these results with previous discussion of a possible intermediate-mass black hole in NGC 2808. NGC 2808 is considered a good candidate to host an intermediate-mass black hole on the basis of its morphological properties. It has a large ratio of core radius to half-light radius – expected since an intermediate-mass black hole will heat its host cluster dynamically (Trenti 2006). It also shows a density cusp (Noyola & Gebhardt 2006) argued to form a piece of the evidence for a black hole between 110 and 3100 solar masses (Miocchi 2007), assuming that the cusp is Bahcall & Wolf (1976) cusp, which arises from the deeper gravitational potential well near an intermediate-mass black hole (IMBH) than would otherwise be expected in a globular cluster. On the basis of a lack of X-ray sources down to  $10^{32}$  erg s $^{-1}$  at the position of the cluster's centre, Servillat et al. (2008) suggested an upper limit of about  $290 M_{\odot}$  on the mass of an intermediate-mass black hole in the cluster. The assumptions used by Servillat et al. (2008) are similar to our most reasonable case. In this case, the radio and X-ray provide rather similar limits on the black hole mass – in cases where the gas density is relatively high, as is the most reasonable assumption for NGC 2808, X-ray measurements and radio measurements are about equally sensitive. Only when either the gas density, or the fraction of the Bondi rate at which accretion actually takes place is low, does the advantage of using radio data really manifest itself.

## 5 COMPARISON WITH OTHER CLUSTERS

Numerous groups have now made observations of globular clusters in the radio with the aims of testing whether they contain intermediate-mass black holes. There have been many different sets of parameters used for converting the observations into constraints

on the masses of the black holes in the cluster. We collect observed constraints on radio flux densities, along with the conservative and most likely constraints in Table 1.

Only G1 is detected in the radio. Many of the existing upper limits, even with the conservative parameter values taken, are well below the predictions made from assuming that the clusters fit on the  $M$ – $\sigma$  relation. This should not be surprising. There is no physical reason why the  $M$ – $\sigma$  relation should apply to globular clusters. Globular clusters fit to King models, while other classes of objects fit to De Vaucouleurs or Sersic models. While both classes of objects do show some mild deviations from these simple parametrizations of surface brightness, it has been shown clearly that the homology of these different classes of objects is quite different. Again, this is not surprising – globular clusters are dynamically relaxed and show little or no evidence of containing dark matter, while the galaxies which have similar values of  $\sigma$ , the dwarf spheroidal galaxies, are among the most dark matter dominated structures in the Universe. While it is true that the locus of globular clusters is in a region of parameter space that intersects the fundamental plane relation for bulges (Djorgovski & Davis 1987; Dressler et al. 1987) and the fundamental manifold relation which is extended also to include clusters of galaxies (Zaritsky, Gonzalez & Zabludoff 2006), the slope for the globular clusters in nearly any two-dimensional projection is quite different from the slope for the dark matter dominated systems (e.g. Burstein et al. 1997).

Some special attention should be devoted to the case of  $\omega$  Cen, since it presents the strongest differences between claims from stellar dynamics measurements and accretion constraints. On its face, it appears to present a clear discrepancy between the predictions of an accretion-based model, and the results from a stellar dynamical estimate which is far more sophisticated than a mere application of the  $M$ – $\sigma$  relation – in this cluster. Noyola, Gebhardt & Bergmann (2008) have presented a rotation curve for the cluster indicating that the best-fitting mass of a central dark object is  $4 \times 10^4 M_{\odot}$ .

**Table 1.** Summary of radio continuum observations of globular clusters. Where upper limits are given, they are at the  $3\sigma$  level. It should be noted that there does exist a  $2\sigma$  detection of a radio source in NGC 6266 (Bash et al. 2008). All distances come from Harris (1996), except the distance to G1 which comes from Holland (1998). Mass constraints from radio emission are given using the preferred and conservative set of parameters from above. The values of  $n_H$  listed in the table are those expected using the relation of Pfahl & Rappaport (2001) for the cluster parameter values in the Harris catalogue. These are used generically, unless another value is quoted in the literature; if the literature value is larger, it is used in both the cases. If the literature value is smaller, it is used as the conservative value, while the PR value is used as the most likely one, since the literature values probe only one phase of the ISM. The dynamical mass estimate for G1 comes from Gebhardt et al. (2002); for  $\omega$  Cen comes from Noyola et al. (2008); for 47 Tuc comes from McLaughlin et al. (2006). The others come from the  $M$ – $\sigma$  relation – with the values for M 15, M 30 and M 62 taken from Bash et al., and the remainder computed using the relation of Tremaine et al. (2002). The values of  $\sigma$  are taken from Pryor & Meylan (1993), with the exceptions of Pal 2 and NGC 6440 which are taken from photometric modelling of Gnedin et al. (2002) – which yields velocity dispersions of 7 and 20 km s $^{-1}$ , respectively. The radio data are taken from: Ulvestad et al. (2007) for G1; MacCarone et al. (2005) for  $\omega$  Cen; Bash et al. (2008) for M 15, M 60 and NGC 6266; De Rijcke et al. (2006) for NGC 6397 and 47 Tuc; Knapp et al. (1996) for Pal 2, NGC 1851, NGC 6440 and NGC 7099; and are new to this paper for NGC 2808. Knapp et al. (1996) also presented observations of NGC 6624, but the presence of a bright X-ray binary, 4U 1820-30 within 1 arcsec of the core of this cluster makes it difficult to estimate the radio flux from any possible IMBH in this cluster. The first listed radio mass limit is the more conservative one, while the second is the more likely one.

Cluster	Distance (kpc)	$L_R$ ( $\mu$ Jy kpc $^2$ )	$M_{BH,dyn}$	$M_{BH,rad}$	$n_H$ (cm $^{-3}$ )
G1	780	$1.7 \times 10^7$	18 000	4500	$\sim 1$
$\omega$ Cen	5.3	<2700	$4 \times 10^4$	2340/390	0.044
M 15	10.3	<2700	1000	1150/140	0.42/0.2
NGC 6397	2.7	<1600	50	1000/170	0.16
47 Tuc	4.5	<4600	900 $\pm$ 900	2300/200	0.28/0.07
M 80	10.0	<3600	1600	1250/210	0.21
NGC 6266	6.9	<1700	3000	900/160	0.41
NGC 2808	9.5	<14 600	2700	2100/370	0.24
Pal 2	27.6	<34 300	202	4400/750	0.09
NGC 1851	12.1	<11 900	1000	1500/270	0.37
NGC 6440	8.4	<4900	13 000	925/192	0.51
NGC 7099	8.0	<5200	70	1800/300	0.13

Even using our more conservative formulation, a black hole of  $4 \times 10^4 M_{\odot}$  in  $\omega$  Cen would yield an X-ray luminosity of  $3 \times 10^{34}$  erg s $^{-1}$  – two orders of magnitude higher than the observational upper limit from Gendre et al. (2003) – and a radio flux of about 250 mJy – more than enough to have called attention to itself long before the  $M$ – $\sigma$  relation had even first been presented. One would need to scale the accretion rate downwards by another factor of 1000 from these more conservative parameter values in order for the accretion from the black hole not to be detectable. The cause of the discrepancy is thus almost certainly with the dynamical mass estimate. However, since an axisymmetric orbit-based model indicates that a black hole is significant at slightly less than the  $2\sigma$  level (Noyola et al. 2008), the issue may simply be random measurement errors, with no methodological problems in either the accretion- or dynamics-based measurements. Additionally, single-epoch spectroscopy of integrated light leaves in additional radial velocity components associated with binary motions, which can be a significant source of excess radial velocity for clusters of relatively low central density such as  $\omega$  Cen (see e.g. Kouwenhoven & de Grijs 2008). Therefore, we find the radio and X-ray constraints on the black hole mass in  $\omega$  Cen to be indicative of genuine upper limits on the black hole mass which argue strongly against a black hole of  $\sim 10^4 M_{\odot}$ , but which are not necessarily inconsistent with the results from dynamical studies.

## ACKNOWLEDGMENTS

TJM is grateful to Rob Fender for useful advice about data analysis, and Anthony Gonzalez, Dennis Zaritsky and Dean McLaughlin for useful conversations and correspondence regarding the fundamental planes and manifolds for globular clusters, galaxies and clusters of galaxies. MS thanks the University of Southampton for hospitality where a portion of this work was done. We both thank Natalie Webb for a review of the manuscript prior to the publication.

## REFERENCES

- Bahcall J. N., Ostriker J. P., 1975, *Nat*, 256, 23  
 Bahcall J. N., Wolf R. A., 1976, *ApJ*, 209, 214  
 Bash F. N., Gebhardt K., Goss W. M., Vanden Bout P. A., 2008, *AJ*, 135, 182  
 Baumgardt H., Hut P., Makino J., McMillan S., Portegies Zwart S., 2003, *ApJ*, 582, L21  
 Baumgardt H., Gualandris A., Portegies Zwart S., 2006, *MNRAS*, 372, 174  
 Blandford R. D., Königl A., 1979, *ApJ*, 232, 34  
 Boyer M., McDonald I., van Loon J. T., Woodward C. E., Gehrz R. D., Evans A., Dupree A. K., 2008, *ApJ*, in press (arXiv:0801.2172)  
 Burstein D., Bender R., Faber S., Nolthenius R., 1997, *AJ*, 114, 1365  
 Camilo F., Lorimer D. R., Freire P., Lyne A. G., Manchester R. N., 2000, *ApJ*, 535, 975  
 Clark G. W., 1975, *ApJ*, 199, L143  
 Clark G. W., Markert T. H., Li F. K., 1975, *ApJ*, 199, L99  
 Colpi M., Possenti A., Gualandris A., 2002, *ApJ*, 570, L85  
 De Rijcke S., Buyle P., Dejonghe H., 2006, *MNRAS*, 368, L43  
 Djorgovski S., Davis M., 1987, *ApJ*, 313, 59  
 Dressler A., Lynden-Bell D., Burstein D., Davies R., Faber S., Terleueich R., Wegner G., 1987, *ApJ*, 313, 42  
 Drukier G. A., Bailyn C. D., 2003, *ApJ*, 597, L125  
 Dunn R. J. H., Fabian A. C., Celotti A., 2006, *MNRAS*, 372, 1741  
 Falcke H., Biermann P., 1995, *A&A*, 293, 665  
 Falcke H., Körding E., Markoff S., 2004, *A&A*, 414, 895  
 Faulkner D. J., Scott T. R., Wood P. R., Wright A. E., 1991, *ApJ*, 374, L45  
 Freire P. C., Kramer M., Lyne A. G., Camilo F., Manchester R. N., D’Amico N., 2001, *ApJ*, 557, L105  
 Freire P. C., Camilo F., Kramer M., Lorimer D. R., Lyne A. G., Manchester R. N., D’Amico N., 2003, *MNRAS*, 340, 1359  
 Gallo E., Fender R. P., Pooley G. G., 2003, *MNRAS*, 344, 60  
 Gebhardt K., Rich R. M., Ho L. C., 2002, *ApJ*, 578, L41  
 Gendre B., Barret D., Webb N., 2003, *A&A*, 400, 521  
 Gerssen J., van der Marel R. P., Gebhardt K., Guhathakurta P., Peterson R. C., Pryor C., 2002, *AJ*, 124, 3270  
 Gnedin O. Y., Zhao H. S., Pringle J. E., Fall S. M., Livio M., Meylan G., 2002, *ApJ*, 568, L23  
 Grindlay J., Gursky H., Schnopper H., Parsignault D. R., Heise J., Brinkmann A. C., Schrijver J., 1976, *ApJ*, 205, L127  
 Grindlay J. E., Heinke C., Edmonds P. D., Murray S. S., 2001, *Sci*, 292, 2290  
 Harris W. E., 1996, *AJ*, 112, 1487  
 Heinz S., Sunyaev R. A., 2002, *MNRAS*, 343, L59  
 Ho L. C., Terashima Y., Okajima T., 2003, *ApJ*, 587, 35L  
 Holland S., 1998, *AJ*, 115, 1916  
 Hut P. et al., 1992, *PASP*, 104, 981  
 Illingworth G., King I. R., 1977, *ApJ*, 218, 109L  
 Kim E., Kim D.-W., Fabbiano G., Lee M. G., Park H. S., Geisler D., Dirsh B., 2006, *ApJ*, 647, 276  
 Knapp G. R., Gunn J. E., Bowers P. F., Vasquez Portiz J. F., 1996, *ApJ*, 462, 231  
 Körding E., Falcke H., Corbel S., 2006, *A&A*, 456, 439  
 Kouwenhoven M. B. N., de Grijs R., 2008, *A&A*, 480, 103  
 Kundu A., Maccarone T. J., Zepf S. E., 2002, *ApJ*, 574, L5  
 Kundu A., Maccarone T. J., Zepf S. E., 2007, *ApJ*, 662, 525  
 Maccarone T. J., 2003, *A&A*, 409, 697  
 Maccarone T. J., 2004, *MNRAS*, 351, 1049  
 Maccarone T. J., 2005, *MNRAS*, 360, L60  
 Maccarone T., Körding E., 2006, *A&G*, 47f, 29  
 Maccarone T., Knigge C., 2007, *A&G*, 48e, 12  
 Maccarone T. J., Gallo E., Fender R. P., 2003, *MNRAS*, 345, L19  
 Maccarone T. J., Fender R. P., Tzioumis A. K., 2005, *MNRAS*, 356, L17  
 Maccarone T. J., Kundu A., Zepf S. E., Rhode K. L., 2007, *Nat*, 445, 183  
 McLaughlin D. E., Anderson J., Meylan G., Gebhardt K., Pryor C., Minniti D., Phinney S., 2006, *ApJS*, 166, 249  
 Merloni A., Heinz S., DiMatteo T., 2003, *MNRAS*, 345, 1057  
 Migliari S., Fender R. P., 2006, *MNRAS*, 366, 79  
 Miocchi P., 2007, *MNRAS*, 381, 103  
 Narayan R., Yi I., 1995, *ApJ*, 452, 710  
 Newell B., Dacosta G. S., Norris J., 1976, *ApJ*, 208, L55  
 Noyola E., Gebhardt K., 2006, *AJ*, 132, 447  
 Noyola E., Gebhardt K., Bergmann M., 2008, *ApJ*, 676, 1080  
 Perna R., Narayan R., Rybicky G., Stella L., Treves A., 2003, *ApJ*, 594, 936  
 Pellegrini S., 2005, *ApJ*, 624, 155  
 Pfahl E., Rappaport S., 2001, *ApJ*, 550, 172  
 Piatek S., Pryor C., McClure R. D., Fletcher J. M., Hesser J. E., 1994, *AJ*, 107, 1397  
 Pooley D., Hut P., 2006, *ApJ*, 646, L143  
 Pooley D., Rappaport S., 2006, *ApJ*, 644, L67  
 Pooley D. et al., 2003, *ApJ*, 591, L131  
 Pryor C., Meylan G., 1993, in Djorgovski S. G., Meylan G., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 50, Structure and Dynamics of Globular Clusters*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 357  
 Rasio F. A. et al., 2007, *Highlights Astron.*, 14, 215  
 Russell D. M., Maccarone T. J., Körding E., Homan J., 2007, *MNRAS*, 379, 1401  
 Sault R. J., Teuben P. J., Wright M. C. H., 1995, in Shaw R. A., Payne H. E., Hayes J. J. E., eds, *ASP Conf. Ser. Vol. 77, Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*. Astron. Soc. Pac., San Francisco, p. 433  
 Servillat M., Webb N., Barret D., 2008, *A&A*, 480, 397  
 Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, *A&A*, 24, 337  
 Silk J., Arons J., 1975, *ApJ*, 200, L131  
 Sivakoff G. R. et al., 2007, *ApJ*, 660, 1246  
 Tremaine S. et al., 2002, *ApJ*, 574, 740



- Trenti M., 2006, preprint (astro-ph/0612040)  
Trudolyubov S., Priedhorsky W., 2004, ApJ, 616, 821  
Ulvestad J. S., Greene J. E., Ho L. C., 2007, ApJ, 661, L151  
Verbunt F., Hut P., 1987, in Helfand D. J., Huang J.-H., eds, Proc. IAU Symp. 125, The Origin and Evolution of Neutron Stars. Reidel, Dordrecht, p. 187  
Woosley S. E., Taam R. E., 1976, Nat, 263, 101
- Zaritsky D., Gonzalez A. H., Zabludoff A. I., 2006, ApJ, 638, 725  
Zepf S. E., Maccarone T. J., Bergond G., Kundu A., Rhode K. L., Salzer J. J., 2007, ApJ, 669, L69

This paper has been typeset from a  $\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

# Liste des figures

1.1	Le catalogue de Messier en images . . . . .	3
1.2	Distribution des amas globulaires autour du Centre Galactique . . . . .	6
1.3	M 13 et 47 du Toucan avec leurs rayons caractéristiques . . . . .	8
1.4	Diagrammes couleur–magnitude . . . . .	8
1.5	Sources X brillantes et faibles . . . . .	11
1.6	Simulation de l’effondrement du cœur d’un amas globulaire . . . . .	19
1.7	Évolution de la densité centrale d’un amas globulaire simulé . . . . .	20
1.8	Taux de resserrage d’une binaire pour différents mécanismes . . . . .	22
2.1	Vues d’artiste des systèmes attendus dans les amas globulaires . . . . .	25
2.2	Diagramme masse–rayon pour différents modèles d’étoiles à neutrons . . . . .	27
2.3	Section des surfaces équipotentielles dans le plan orbitale d’une binaire . . . . .	29
2.4	Différents modèles proposés pour les états observés des binaires X de faible masse . . . . .	30
2.5	Modèle d’émission d’une atmosphère d’étoile à neutrons . . . . .	32
2.6	Nombre de systèmes binaires X en quiescence en fonction du taux de rencontre . . . . .	33
2.7	Variabilité des variables cataclysmiques dans le visible . . . . .	35
2.8	Distribution des périodes orbitales des variables cataclysmiques . . . . .	37
2.9	Diagramme période–taux d’accrétion des variables cataclysmiques . . . . .	38
2.10	Spectres du disque d’accrétion d’une variable cataclysmique . . . . .	40
2.11	Représentation de la couche limite dans une variable cataclysmique . . . . .	41
2.12	Représentation du choc aux pôles magnétiques d’une variable cataclysmique . . . . .	42
2.13	Courbe de lumière en X d’une éruption de la binaire active $\sigma^2$ CrB . . . . .	45
2.14	Luminosité X et durée des éruptions de binaires actives en fonction de la température . . . . .	46
2.15	Diagrammes des périodes des pulsars . . . . .	48
2.16	Nombre de pulsars découverts dans les amas globulaires . . . . .	49
3.1	Quelques observatoires utilisés au cours de cette thèse . . . . .	51
3.2	Schéma de principe des systèmes optiques de XMM-Newton . . . . .	54
3.3	Le Télescope Spatial Hubble . . . . .	59
3.4	Disposition des antennes du GMRT . . . . .	62
3.5	Schéma d’un interféromètre à deux antennes . . . . .	63

3.6	Interfranges et plan $(u, v)$ . . . . .	63
4.1	NGC 2808 vu par le Télescope Spatial Hubble dans le visible. . . . .	65
4.2	Carte des sources XMM-Newton en direction de NGC 2808 . . . . .	69
4.3	Image couleur de NGC 2808 observé avec XMM-Newton . . . . .	70
4.4	Diagrammes $\text{Log}(N) - \text{Log}(S)$ dans la bande d'énergie 0,5 – 2 keV. . . . .	72
4.5	Courbe de lumière de la source XMM-Newton 1 en direction de NGC 2808 . . . . .	73
4.6	Couleurs et flux des sources XMM-Newton en direction de NGC 2808 . . . . .	75
4.7	Spectres des sources XMM-Newton C1 et C2 de NGC 2808 . . . . .	75
4.8	Carte des sources Chandra en direction de NGC 2808 . . . . .	78
4.9	Diagramme couleur–flux des sources Chandra en direction de NGC 2808 . . . . .	80
4.10	Courbes de lumière des sources Chandra variables en direction de NGC 2808 . . . . .	81
4.11	Images du cœur de NGC 2808 en X . . . . .	82
4.12	Diagramme couleur–luminosité des sources X de NGC 2808 . . . . .	83
4.13	Diagramme couleur–flux des sources X ayant varié entre les observations X . . . . .	84
4.14	Images dans l'ultraviolet des sources Chandra de NGC 2808 . . . . .	87
4.15	Diagramme couleur–magnitude dans l'ultraviolet . . . . .	88
4.16	Image ultraviolet de NGC 2808 avec le Moniteur Optique de XMM-Newton . . . . .	90
4.17	Diagramme couleur–magnitude dans le visible . . . . .	92
4.18	Spectres moyens bleu et rouge de HD 79548 avec FORS1 au VLT . . . . .	93
4.19	Image radio avec ATCA en direction de NGC 2808 . . . . .	94
4.20	Spectre infrarouge–ultraviolet de la source Chandra 99 . . . . .	97
4.21	Spectre infrarouge–ultraviolet de la source Chandra 31 . . . . .	97
4.22	Profils radiaux cumulés des différentes populations dans NGC 2808 . . . . .	104
5.1	Image de NGC 4372 dans le visible . . . . .	113
5.2	Courbe de lumière des évènements d'énergie $> 10$ keV au cours de l'observation XMM-Newton de NGC 4372 . . . . .	115
5.3	Carte des sources XMM-Newton en direction de NGC 4372 . . . . .	116
5.4	Diagramme flux–couleur des sources X en direction de NGC 4372 . . . . .	117
5.5	Spectres des sources XMM-Newton 1 et 2 en direction de NGC 4372 . . . . .	118
6.1	Image de M 22 dans le visible . . . . .	121
6.2	Carte de contours de l'observation XMM-Newton de M 22 . . . . .	122
6.3	Images obtenues avec un cadran de VIMOS au VLT . . . . .	125
6.4	Profil de l'intensité lumineuse dans la fente VIMOS de la source 36 (CV1) . . . . .	126
6.5	Spectres de CV1 avec VIMOS au VLT . . . . .	128
6.6	Spectre de la source 21 avec VIMOS au VLT . . . . .	128
6.7	Raies $H\alpha$ et $H\beta$ de CV1 avec VIMOS au VLT . . . . .	128
6.8	Courbes de vitesse radiale de CV1 à partir des données VIMOS . . . . .	129

6.9	Image finale des spectres d'une acquisition FORS1 après traitement . . . . .	131
6.10	Spectres de CV1 avec FORS1 au VLT . . . . .	131
6.11	Spectres de CV2 avec FORS1 au VLT . . . . .	132
6.12	Carte des sources Chandra en direction de M 22 . . . . .	133
6.13	Diagramme Couleur-flux des sources Chandra en direction de M 22 . . . . .	135
6.14	Courbes de lumière des sources Chandra variables en direction de M 22 . . . . .	136
6.15	Diagramme phase-amplitude des sources d'étalonnage des données du GMRT . . .	138
6.16	Images des sources d'étalonnage des données du GMRT . . . . .	138
6.17	Images radio à 610 MHz et 235 MHz en direction de M 22 avec le GMRT . . . .	140
6.18	Image XMM-Newton en direction de M 22 avec les sources radio du champ de vue	141
7.1	Simulation d'une observation Simbol-X de M 22 . . . . .	153



# Liste des tableaux

2.1	Propriétés des sources X des amas globulaires . . . . .	50
4.1	Sources attendues et détectées par XMM-Newton en direction de NGC 2808. . . .	71
4.2	Variabilité des sources en direction de NGC 2808 . . . . .	73
4.3	Meilleurs ajustements de modèles pour les sources en direction de NGC 2808 . . .	76
4.4	Sources attendues et détectées par Chandra en direction de NGC 2808 . . . . .	79
4.5	Résultat des ajustements des spectres des sources centrales de NGC 2808 . . . . .	84
4.6	Sources XMM-Newton non détectées avec Chandra en direction de NGC 2808 . .	85
4.7	Contreparties ultraviolet des sources Chandra de NGC 2808 . . . . .	89
4.8	Luminosités des contreparties ultraviolet des sources Chandra de NGC 2808 . . . .	89
4.9	Contreparties ultraviolet des sources Chandra avec le Moniteur Optique de XMM-Newton . . . . .	91
4.10	Contreparties dans le visible des sources Chandra de NGC 2808 . . . . .	93
4.11	Contreparties infrarouge des sources Chandra en direction de NGC 2808 . . . . .	96
5.1	Meilleurs ajustements de modèles pour les sources en direction de NGC 4372 . . .	117
6.1	Contreparties dans le visible des sources XMM-Newton en direction de M 22 . . .	124
6.2	Résumé des acquisitions VIMOS au VLT . . . . .	124
6.3	Spectres VIMOS des contreparties des sources X en direction de M 22 . . . . .	127
6.4	Sources détectées avec Chandra en direction de M 22 . . . . .	134
6.5	Sources détectées avec le GMRT en direction de M 22 . . . . .	139
6.6	Flux des sources détectées avec le GMRT en direction de M 22 . . . . .	139
A.1	Paramètres des amas globulaires étudiées . . . . .	156
B.1	Liste des observations d'amas globulaires avec XMM-Newton . . . . .	158
B.2	Liste des observations d'amas globulaires avec Chandra . . . . .	159



# Bibliographie

AARSETH S.J., **1999**. *From NBODY1 to NBODY6 : The Growth of an Industry*. PASP, vol. 111, p. 1333

ACERNESE F., ALSHOURBAGY M., AMICO P., ANTONUCCI F., AOUDIA S., ASTONE P., AVINO S., BAGGIO L., BALLARDIN G., BARONE F., BARSOTTI L., BARSUGLIA M., BAUER T.S., BIGOTTA S., BIRINDELLI S., BIZOUARD M.A., BOCCARA C., BONDU F., BOSI L., BRACCINI S., BRADASCHIA C., BRILLET A., BRISSON V., BUSKULIC D., CAGNOLI G., CALLONI E., CAMPAGNA E., CARBOGNANI F., CAVALIER F., CAVALIERI R., CELLA G., CESARINI E., CHASSANDE-MOTTIN E., CLAPSON A.C., CLEVA F., COCCIA E., CORDA C., CORSI A., COTTONE F., COULON J.P., CUOCO E., D'ANTONIO S., DARI A., DATTILO V., DAVIER M., DEROSA R., DELPRETE M., DI FIORE L., DI LIETO A., EMILIO M.D.P., DI VIRGILIO A., EVANS M., FAFONE V., FERRANTE I., FIDECARO F., FIORI I., FLAMINIO R., FOURNIER J.D., FRASCA S., FRASCONI F., GAMMAITONI L., GARUFI F., GENIN E., GENNAI A., GIAZZOTTO A., GIORDANO L., GRANATA V., GREVERIE C., GROSJEAN D., GUIDI G., HAMDANI S., HEBRI S., HEITMANN H., HELLO P., HUET D., KRECKELBERGH S., LA PENNA P., LAVAL M., LEROY N., LETENDRE N., LOPEZ B., LORENZINI M., LORIETTE V., LOSURDO G., MACKOWSKI J.M., MAJORANA E., MAN C.N., MANTOVANI M., MARCHESONI F., MARION F., MARQUE J., MARTELLI F., MASSEROT A., MENZINGER F., MILANO L., MINENKOV Y., MOINS C., MOREAU J., MORGADO N., MOSCA S., MOURS B., NERI I., NOCERA F., PAGLIAROLI G., PALOMBA C., PAOLETTI F., PARDI S., PASQUALETTI A., PASSAQUIETI R., PASSUELLO D., PIERGIOVANNI F., PINARD L., POGGIANI R., PUNTURO M., PUPPO P., RAPAGNANI P., REGIMBAU T., REMILLIEUX A., RICCI F., RICCIARDI I., ROCCHI A., ROLLAND L., ROMANO R., RUGGI P., RUSSO G., SOLIMENO S., SPALLICCI A., TARALLO M., TERENCEZ R., TONCELLI A., TONELLI M., TOURNEFIER E., TRAVASSO F., TREMOLA C., VAJENTE G., VAN DEN BRAND J.F.J., VAN DER PUTTEN S., VERKINDT D., VETRANO F., VICERÉ A., VINET J.Y., VOCCA H. & YVERT M., **2008**. *Status of Virgo*. Classical and Quantum Gravity, vol. 25, 11, p. 114045

AIPS TEAM, **2007**. *The AIPS Cookbook*.  
<http://www.aips.nrao.edu/cook.html>

ANANTHAKRISHNAN S., **1995**. *The Giant Meterwave Radio Telescope / GMRT*. Journal of Astrophysics and Astronomy Supplement, vol. 16, p. 427

ANDERSON J., COOL A.M. & KING I.R., **2003**. *A Probable Dwarf Nova Outburst in the Core of the Globular Cluster M22*. ApJ, vol. 597, p. L137

APPENZELLER I., FRICKE K., FÜRTIG W., GÄSSLER W., HÄFNER R., HARKE R., HESS H.J., HUMMEL W., JÜRGENS P., KUDRITZKI R.P., MANTEL K.H., MEISL W., MUSCHIELOK B., NICKLAS H., RUPPRECHT G., SEIFERT W., STAHL O., SZEIFERT T. & TARANTIK K., **1998**. *Successful commissioning of FORS1 - the first optical instrument on the VLT*. The Messenger, vol. 94, p. 1

ARAÚJO H., BOATELLA C., CHMEISSANI M., CONCHILLO A., GARCÍA-BERRO E., GRIMANI C., HAJDAS W., LOBO A., MARTÍNEZ L., NOFRARIAS M., ORTEGA J.A., PUIGDENGOLÉS C., RAMOS-CASTRO J., SANJUÁN J., WASS P. & XIRGU X., **2007**. *LISA and LISA Pathfinder, the endeavour to detect low frequency GWs*. Journal of Physics Conference Series, vol. 66, 1, p. 012003

ARNAUD K.A., **1996**. *XSPEC : The First Ten Years*. Dans *ASP Conf. Ser. 101 : Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, édité par JACOBY G.H. & BARNES J., 17

ARONS J., **2007**. *Pulsars : Progress, Problems and Prospects*. ArXiv e-prints, vol. 708

ASCHENBACH B., **1985**. *X-ray telescopes*. Reports of Progress in Physics, vol. 48, p. 579



- ASCHWANDEN M.J., STERN R.A. & GÜDEL M., **2008**. *Scaling Laws of Solar and Stellar Flares*. ApJ, vol. 672, p. 659
- BAADE W., **1944**. *The Resolution of Messier 32, NGC 205, and the Central Region of the Andromeda Nebula*. ApJ, vol. 100, p. 137
- BABAK S., HANNAM M., HUSA S. & SCHUTZ B., **2008**. *Resolving Super Massive Black Holes with LISA*. ArXiv e-prints, vol. 806
- BACON R., BAUER S., BÖHM P., BOUDON D., BRAU-NOGUE S., CAILLIER P., CAPOANI L., CAROLLO C.M., CHAMPAVERT N., CONTINI T., DAGUISE E., DALLE D., DELABRE B., DEVRIENDT J., DREIZLER S., DUBOIS J.P., DUPIEUX M., DUPIN J.P., EMMELM E., FERRUIT P., FRANX M., GALLOU G., GERSSEN J., GUIDERDONI B., HAHN T., HOFMANN D., JARNO A., KELZ A., KOEHLER C., KOLLATSCHNY W., KOSMALKSI J., LAURENT F., LILLY S.J., LIZON J.L., LOUPIAS M., LYNN S., MANESCAU A., MCDERMID R.M., MONSTEIN C., NICKLAS H., PERÈS L., PASQUINI L., PÉCONTAL E., PÉCONTAL-ROUSSET A., PELLO R., PETIT C., PICAT J.P., POPOW E., QUIRRENBACH A., REISS R., RENAULT E., ROTH M., SCHAYE J., SOUCAIL G., STEINMETZ M., STRÖBELE S., STUIK R., WEILBACHER P., WOZNAK H. & DE ZEEUW P.T., **2006**. *Probing Unexplored Territories with MUSE : a Second-Generation Instrument for the VLT*. The Messenger, vol. 124, p. 5
- BANERJEE S. & GHOSH P., **2006**. *Collisional hardening of compact binaries in globular clusters*. MNRAS, vol. 373, p. 1188
- BARMBY P. & HUCHRA J.P., **2001**. *M31 Globular Clusters in the Hubble Space Telescope Archive. I. Cluster Detection and Completeness*. AJ, vol. 122, p. 2458
- BARNARD R., STIELE H., HATZIDIMITRIOU D., KONG A.K.H., WILLIAMS B.F., PIETSCH W., KOLB U.C., HABERL F. & SALA G., **2008**. *New XMM-Newton analysis of three bright X-ray sources in M31 globular clusters, including a new black hole candidate*. ArXiv e-prints, vol. 807
- BASKILL D.S., WHEATLEY P.J. & OSBORNE J.P., **2005**. *The complete set of ASCA X-ray observations of non-magnetic cataclysmic variables*. MNRAS, vol. 357, p. 626
- BASSA C., POOLEY D., HOMER L., VERBUNT F., GAENSLER B.M., LEWIN W.H.G., ANDERSON S.F., MARGON B., KASPI V.M. & VAN DER KLIS M., **2004**. *X-Ray Sources and Their Optical Counterparts in the Globular Cluster M4*. ApJ, vol. 609, p. 755
- BATH G.T. & PRINGLE J.E., **1981**. *The evolution of viscous discs. I - Mass transfer variations*. MNRAS, vol. 194, p. 967
- BAUMGARDT H., HUT P. & HEGGIE D.C., **2002**. *Long-term evolution of isolated N-body systems*. MNRAS, vol. 336, p. 1069
- BAVDAZ M., LUMB D., GONDOIN P., LYNGVI A., RANDO N., PEACOCK T., VAN DER LAAN T., WALLACE K., MIEREMET A., OEMRAWSINGH S., BEIJERSBERGEN M., COLLON M., KRAFT S., GRAUE R., KAMPF D. & FREYBERG M., **2006**. *The XEUS x-ray telescope*. Dans *Space Telescopes and Instrumentation II : Ultraviolet to Gamma Ray*. Edited by Turner, Martin J. L. ; Hasinger, Günther. *Proceedings of the SPIE, Volume 6266*, pp. 62661S (2006)., vol. 6266 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*
- BECKER W. & ASCHENBACH B., **2002**. *X-ray Observations of Neutron Stars and Pulsars : First Results from XMM-Newton*. Dans *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, édité par BECKER W., LESCH H. & TRÜMPER J., 64
- BECKER W., SWARTZ D.A., PAVLOV G.G., ELSNER R.F., GRINDLAY J., MIGNANI R., TENNANT A.F., BACKER D., PULONE L., TESTA V. & WEISSKOPF M.C., **2003**. *Chandra X-ray Observatory observations of the globular cluster M28 and its millisecond pulsar PSR B1821-24*. ApJ, vol. 594, p. 798
- BEDIN L.R., PIOTTO G., ANDERSON J., KING I.R., CASSISI S. & MOMANY Y., **2004**. *The double main sequence of Omega Centauri*. *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplement*, vol. 5, p. 105
- BEDIN L.R., PIOTTO G., ZOCCALI M., STETSON P.B., SAVIANE I., CASSISI S. & BONO G., **2000**. *The anomalous Galactic globular cluster NGC 2808. Mosaic wide-field multi-band photometry*. A&A, vol. 363, p. 159

- BENACQUISTA M.J., **2006**. *Relativistic Binaries in Globular Clusters*. Living Reviews in Relativity, vol. 9, p. 2
- BETTWIESER E. & SUGIMOTO D., **1984**. *Post-collapse evolution and gravothermal oscillation of globular clusters*. MNRAS, vol. 208, p. 493
- BICA E., BONATTO C., BARBUY B. & ORTOLANI S., **2006**. *Globular cluster system and Milky Way properties revisited*. A&A, vol. 450, p. 105
- BIRD A.J., MALIZIA A., BAZZANO A., BARLOW E.J., BASSANI L., HILL A.B., BÉLANGER G., CAPITANIO F., CLARK D.J., DEAN A.J., FIOCCHI M., GÖTZ D., LEBRUN F., MOLINA M., PRODUIT N., RENAUD M., SGUERA V., STEPHEN J.B., TERRIER R., UBERTINI P., WALTER R., WINKLER C. & ZURITA J., **2007**. *The Third IBIS/ISGRI Soft Gamma-Ray Survey Catalog*. ApJS, vol. 170, p. 175
- BIRKINSHAW M., HO P.T.P. & BAUD B., **1983**. *A search for neutral hydrogen near nine globular clusters*. A&A, vol. 125, p. 271
- BLACKBURN J.K., **1995**. *FTOOLS : A FITS Data Processing and Analysis Software Package*. Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, édité par SHAW R.A., PAYNE H.E. & HAYES J.J.E., vol. 77 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 367
- BOGDANOV S., GRINDLAY J.E., HEINKE C.O., CAMILO F., FREIRE P.C.C. & BECKER W., **2006**. *Chandra X-Ray Observations of 19 Millisecond Pulsars in the Globular Cluster 47 Tucanae*. ApJ, vol. 646, p. 1104
- BOGDANOV S., GRINDLAY J.E. & VAN DEN BERG M., **2005**. *An X-Ray Variable Millisecond Pulsar in the Globular Cluster 47 Tucanae : Closing the Link to Low-Mass X-Ray Binaries*. ApJ, vol. 630, p. 1029
- BOGDANOV S., RYBICKI G.B. & GRINDLAY J.E., **2007**. *Constraints on Neutron Star Properties from X-Ray Observations of Millisecond Pulsars*. ApJ, vol. 670, p. 668
- BONATTO C., BICA E., ORTOLANI S. & BARBUY B., **2007**. *FSR1767 - a new globular cluster in the Galaxy*. MNRAS, vol. 381, p. L45
- BOND I.A., ABE F., EGUCHI S., FURUTA Y., HEARNshaw J.B., KAMIYA K., KILMARTIN P.M., KURATA Y., MASUDA K., MATSUBARA Y., MURAKI Y., NODA S., OKAJIMA K., RATTENBURY N.J., SAKO T., SEKIGUCHI T., SULLIVAN D.J., SUMI T., TRISTRAM P.J., YANAGISAWA T. & YOCK P.C.M., **2005**. *Multiple Outbursts of a Cataclysmic Variable in the Globular Cluster M22*. ApJ, vol. 620, p. L103
- BONDI H., **1952**. *On spherically symmetrical accretion*. MNRAS, vol. 112, p. 195
- BRIGGS K.R. & PYE J.P., **2003**. *XMM-Newton and the Pleiades - I. Bright coronal sources and the X-ray emission from intermediate-type stars*. MNRAS, vol. 345, p. 714
- BROCATO E., CASTELLANI V. & ROMANIELLO M., **1999**. *A theoretical exploratory investigation on cluster white dwarfs*. A&A, vol. 345, p. 499
- BROOS P., TOWNSLEY L., GETMAN K. & BAUER F., **2002**. *ACIS Extract, An ACIS Point Source Extraction Package*. Pennsylvania State University.  
[http ://www.astro.psu.edu/xray/docs/TARA/ae\\_users\\_guide.html](http://www.astro.psu.edu/xray/docs/TARA/ae_users_guide.html)
- CACKETT E.M., WIJNANDS R., HEINKE C.O., POOLEY D., LEWIN W.H.G., GRINDLAY J.E., EDMONDS P.D., JONKER P.G. & MILLER J.M., **2006**. *A Chandra X-ray observation of the globular cluster Terzan 1*. MNRAS, vol. 369, p. 407
- CAMILO F., LORIMER D.R., FREIRE P., LYNE A.G. & MANCHESTER R.N., **2000**. *Observations of 20 Millisecond Pulsars in 47 Tucanae at 20 Centimeters*. ApJ, vol. 535, p. 975
- CAMPANA S., COLPI M., MEREGHETTI S., STELLA L. & TAVANI M., **1998**. *The neutron stars of Soft X-ray Transients*. A&A Rev., vol. 8, p. 279

- CANIZARES C.R., DAVIS J.E., DEWEY D., FLANAGAN K.A., GALTON E.B., HUENEMOERDER D.P., ISHIBASHI K., MARKERT T.H., MARSHALL H.L., MCGUIRK M., SCHATTENBURG M.L., SCHULZ N.S., SMITH H.I. & WISE M., **2005**. *The Chandra High-Energy Transmission Grating : Design, Fabrication, Ground Calibration, and 5 Years in Flight*. PASP, vol. 117, p. 1144
- CARRETTA E., BRAGAGLIA A., GRATTON R.G., LEONE F., RECIO-BLANCO A. & LUCATELLO S., **2006**. *Na-O anticorrelation and HB. I. The Na-O anticorrelation in NGC 2808*. A&A, vol. 450, p. 523
- CARRETTA E., GRATTON R.G., CLEMENTINI G. & FUSI PECCI F., **2000**. *Distances, Ages, and Epoch of Formation of Globular Clusters*. ApJ, vol. 533, p. 215
- CASETTI-DINESCU D.I., GIRARD T.M., HERRERA D., VAN ALTENA W.F., LÓPEZ C.E. & CASTILLO D.J., **2007**. *Space Velocities of Southern Globular Clusters. V. A Low Galactic Latitude Sample*. AJ, vol. 134, p. 195
- CATELAN M., BORISSOVA J., SWEIGART A.V. & SPASSOVA N., **1998**. *Bimodality and Gaps on Globular Cluster Horizontal Branches. II. The Cases of NGC 6229, NGC 1851, and NGC 2808*. ApJ, vol. 494, p. 265
- CHANDRA X-RAY CENTER TEAMS, **2007**. *The Chandra Proposers' Observatory Guide v10.0*. <http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/pdf/MPOG.pdf>
- CHANDRASEKHAR S., **1931**. *The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs*. ApJ, vol. 74, p. 81
- CHANMUGAM G., **1987**. *Radio emission from cataclysmic variables*. Ap&SS, vol. 130, p. 53
- CLARK G.W., **1975**. *X-ray binaries in globular clusters*. ApJ, vol. 199, p. L143
- CLEMENT C.M., MUZZIN A., DUFTON Q., PONNAMPALAM T., WANG J., BURFORD J., RICHARDSON A., ROSEBERY T., ROWE J. & HOGG H.S., **2001**. *Variable Stars in Galactic Globular Clusters*. AJ, vol. 122, p. 2587
- COHN H., **1979**. *Numerical integration of the Fokker-Planck equation and the evolution of star clusters*. ApJ, vol. 234, p. 1036
- COLPI M., MAPELLI M. & POSSENTI A., **2003**. *Probing the Presence of a Single or Binary Black Hole in the Globular Cluster NGC 6752 with Pulsar Dynamics*. ApJ, vol. 599, p. 1260
- COLPI M., POSSENTI A. & GUALANDRIS A., **2002**. *The Case of PSR J1911-5958A in the Outskirts of NGC 6752 : Signature of a Black Hole Binary in the Cluster Core ?* ApJ, vol. 570, p. L85
- CONDON J.J., COTTON W.D., GREISEN E.W., YIN Q.F., PERLEY R.A., TAYLOR G.B. & BRODERICK J.J., **1998**. *The NRAO VLA Sky Survey*. AJ, vol. 115, p. 1693
- CÔTÉ P., FISCHER P., PRYOR C. & WELCH D.L., **1996**. *Searching for Spectroscopic Binaries in the Globular Clusters M4 and M22*. Dans *The Origins, Evolution, and Destinies of Binary Stars in Clusters*, édité par MILONE E.F. & MERMILLIOD J.C., vol. 90 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 222
- CROPPER M., **1990**. *The Polars*. Space Science Reviews, vol. 54, p. 195
- DA CUNHA E., CHARLOT S. & ELBAZ D., **2008**. *A simple model to interpret the ultraviolet, optical and infrared emission from galaxies*. MNRAS, 771
- DALESSANDRO E., LANZONI B., FERRARO F.R., ROOD R.T., MILONE A., PIOTTO G. & VALENTI E., **2007**. *Blue Straggler Stars in the Unusual Globular Cluster NGC 6388*. ArXiv e-prints, vol. 712
- D'ANTONA F., BELLAZZINI M., CALOI V., PECCI F.F., GALLETTI S. & ROOD R.T., **2005**. *A Helium Spread among the Main-Sequence Stars in NGC 2808*. ApJ, vol. 631, p. 868
- DAVIES M.B., **1997**. *Cataclysmic variable production in globular clusters*. MNRAS, vol. 288, p. 117
- DAVIES M.B., AMARO-SEOANE P., BASSA C., DALE J., DE ANGELI F., FREITAG M., KROUPA P., MACKEY D., MILLER M.C. & PORTEGIES ZWART S., **2006**. *The MODEST questions : Challenges and future directions in stellar cluster research*. New Astronomy, vol. 12, p. 201

- DAVIS D.S., RICHER H.B., ANDERSON J., BREWER J., HURLEY J., KALIRAI J.S., RICH R.M. & STETSON P.B., **2008**. *Deep Advanced Camera for Surveys Imaging in the Globular Cluster NGC 6397 : the Binary Fraction*. AJ, vol. 135, p. 2155
- DE ANGELI F., PIOTTO G., CASSISI S., BUSO G., RECIO-BLANCO A., SALARIS M., APARICIO A. & ROSENBERG A., **2005**. *Galactic Globular Cluster Relative Ages*. AJ, vol. 130, p. 116
- DE MARCHI G., PARESC F. & PULONE L., **2007**. *Why Haven't Loose Globular Clusters Collapsed Yet ?* ApJ, vol. 656, p. L65
- DE MARTINO D., MATT G., MUKAI K., BONNET-BIDAUD J.M., BURWITZ V., GÄNSICKE B.T., HABERL F. & MOUCHET M., **2006**. *The X-ray properties of the magnetic cataclysmic variable UU Columbae*. A&A, vol. 454, p. 287
- DE MARTINO D., MATT G., MUKAI K., BONNET-BIDAUD J.M., GÄNSICKE B.T., GONZALEZ PEREZ J.M., HABERL F., MOUCHET M. & SOLHEIM J.E., **2005**. *X-ray confirmation of the intermediate polar HT Cam*. A&A, vol. 437, p. 935
- DE MINK S.E., POLS O.R. & YOON S.C., **2008**. *Binaries at Low Metallicity : Ranges For Case A, B and C Mass Transfer*. Dans *First stars iii*, édité par O'SHEA B.W. & HEGER A., vol. 990 de *American Institute of Physics Conference Series*, 230–232
- DELOYE C.J., **2008**. *The Connection Between Low-Mass X-ray Binaries and (Millisecond) Pulsars : A Binary Evolution Perspective*. Dans *40 Years of Pulsars : Millisecond Pulsars, Magnetars and More*, vol. 983 de *American Institute of Physics Conference Series*, 501–509
- DEMPSEY R.C., LINSKY J.L., FLEMING T.A. & SCHMITT J.H.M.M., **1997**. *The ROSAT All-Sky Survey of Active Binary Coronae. III. Quiescent Coronal Properties for the BY Draconis-Type Binaries*. ApJ, vol. 478, p. 358
- DEMPSEY R.C., LINSKY J.L., SCHMITT J.H.M.M. & FLEMING T.A., **1993**. *The ROSAT All-Sky Survey of active binary coronae. II - Coronal temperatures of the RS Canum Venaticorum systems*. ApJ, vol. 413, p. 333
- DEN HERDER J.W., BRINKMAN A.C., KAHN S.M., BRANDUARDI-RAYMONT G., THOMSEN K., AARTS H., AUDARD M., BIXLER J.V., DEN BOGGENDE A.J., COTTAM J., DECKER T., DUBBELDAM L., ERD C., GOULOZE H., GÜDEL M., GUTTRIDGE P., HAILEY C.J., JANABI K.A., KAASTRA J.S., DE KORTE P.A.J., VAN LEEUWEN B.J., MAUCHE C., MCCALDEN A.J., MEWE R., NABER A., PAERELS F.B., PETERSON J.R., RASMUSSEN A.P., REES K., SAKELLIU I., SAKO M., SPODEK J., STERN M., TAMURA T., TANDY J., DE VRIES C.P., WELCH S. & ZEHNDER A., **2001**. *The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton*. A&A, vol. 365, p. L7
- DEUTSCH E.W., MARGON B. & ANDERSON S.F., **2000**. *Ultracompact X-Ray Binaries in Globular Clusters : Variability of the Optical Counterpart of X1832-330 in NGC 6652*. ApJ, vol. 530, p. L21
- DIEBALL A., KNIGGE C., ZUREK D.R., SHARA M.M. & LONG K.S., **2005a**. *Far-Ultraviolet Observations of the Globular Cluster NGC 2808 Revisited : Blue Stragglers, White Dwarfs, and Cataclysmic Variables*. ApJ, vol. 625, p. 156
- DIEBALL A., KNIGGE C., ZUREK D.R., SHARA M.M., LONG K.S., CHARLES P.A., HANNIKAINEN D.C. & VAN ZYL L., **2005b**. *An Ultracompact X-Ray Binary in the Globular Cluster M15 (NGC 7078)*. ApJ, vol. 634, p. L105
- DJORGOVSKI S., KING I.R., VUOSALO C., OREN A. & PENNER H., **1986**. *The Structure of Globular Clusters*. Dans *Instrumentation and Research Programmes for Small Telescopes*, édité par HEARNshaw J.B. & COTTRELL P.L., vol. 118 de *IAU Symposium*, 281
- DOBROTKA A., LASOTA J.P. & MENOU K., **2006**. *All Quiet in Globular Clusters*. ApJ, vol. 640, p. 288
- DONE C., **2002**. *Accretion flows in X-ray binaries*. Royal Society of London Philosophical Transactions Series A, vol. 360, p. 1967
- DOUGLAS J.N., BASH F.N., BOZIAN F.A., TORRENCE G.W. & WOLFE C., **1996**. *The Texas Survey of Radio Sources Covering -35.5 degrees < declination < 71.5 degrees at 365 MHz*. AJ, vol. 111, p. 1945

- DREYER J.L.E., **1888**. *A New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars, being the Catalogue of the late Sir John F.W. Herschel, Bart., revised, corrected, and enlarged*. MmRAS, vol. 49, p. 1
- DUQUENNOY A. & MAYOR M., **1991**. *Multiplicity among solar-type stars in the solar neighbourhood. II - Distribution of the orbital elements in an unbiased sample*. A&A, vol. 248, p. 485
- EDMONDS P.D., GILLILAND R.L., HEINKE C.O. & GRINDLAY J.E., **2003a**. *An Extensive Census of Hubble Space Telescope Counterparts to Chandra X-Ray Sources in the Globular Cluster 47 Tucanae. I. Astrometry and Photometry*. ApJ, vol. 596, p. 1177
- EDMONDS P.D., GILLILAND R.L., HEINKE C.O. & GRINDLAY J.E., **2003b**. *An Extensive Census of Hubble Space Telescope Counterparts to Chandra X-Ray Sources in the Globular Cluster 47 Tucanae. II. Time Series and Analysis*. ApJ, vol. 596, p. 1197
- ENDELMAN L.L., **1997**. *Hubble Space Telescope : now and then*. Dans *22nd International Congress on High-Speed Photography and Photonics*, édité par PAISLEY D.L., vol. 2869 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 44–57
- EVANS P.A. & HELLIER C., **2007**. *Why Do Some Intermediate Polars Show Soft X-Ray Emission ? A Survey of XMM-Newton Spectra*. ApJ, vol. 663, p. 1277
- FARINELLI R., TITARCHUK L., PAIZIS A. & FRONTERA F., **2008**. *A New Comptonization Model for Weakly Magnetized, Accreting Neutron Stars in Low-Mass X-Ray Binaries*. ApJ, vol. 680, p. 602
- FAULKNER D.J., SCOTT T.R., WOOD P.R. & WRIGHT A.E., **1991**. *Observation of neutral hydrogen in the globular cluster NGC 2808*. ApJ, vol. 374, p. L45
- FERRANDO P., ARNAUD M., BRIEL U., CAVAZUTTI E., CLÉDASSOU R., COUNIL J.L., FIORE F., GIOMMI P., GOLDWURM A., LAMARLE O., LAURENT P., LEBRUN F., MALAGUTI G., MEREGHETTI S., MICELA G., PARESCHI G., PIERMARIA M., ROQUES J.P. & TAGLIAFERRI G., **2008**. *The Simbol-X mission*. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, vol. 79, p. 19
- FORESTINI M., **1999**. *Principes fondamentaux de structure stellaire*. Editions scientifiques GB – Gordon and Breach. ISBN 9056992236
- FRANCIOSINI E., PALLAVICINI R. & TAGLIAFERRI G., **2001**. *BeppoSax observation of a large long-duration X-ray flare from UX Arietis*. A&A, vol. 375, p. 196
- FRANK J., KING A. & RAINE D., **2002**. *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press, 3e édition. ISBN 0521629578
- FREIRE P.C., GUPTA Y., RANSOM S.M. & ISHWARA-CHANDRA C.H., **2004**. *Giant Metrewave Radio Telescope Discovery of a Millisecond Pulsar in a Very Eccentric Binary System*. ApJ, vol. 606, p. L53
- FREIRE P.C., KRAMER M., LYNE A.G., CAMILO F., MANCHESTER R.N. & D'AMICO N., **2001**. *Detection of Ionized Gas in the Globular Cluster 47 Tucanae*. ApJ, vol. 557, p. L105
- GARDNER J.P., MATHER J.C., CLAMPIN M., DOYON R., GREENHOUSE M.A., HAMMEL H.B., HUTCHINGS J.B., JAKOBSEN P., LILLY S.J., LONG K.S., LUNINE J.I., MCCAUGHREAN M.J., MOUNTAIN M., NELLA J., RIEKE G.H., RIEKE M.J., RIX H.W., SMITH E.P., SONNEBORN G., STIAVELLI M., STOCKMAN H.S., WINDHORST R.A. & WRIGHT G.S., **2006**. *The James Webb Space Telescope*. *Space Science Reviews*, vol. 123, p. 485
- GEBHARDT K. & KISSLER-PATIG M., **1999**. *Globular Cluster Systems. I. V-I Color Distributions*. AJ, vol. 118, p. 1526
- GEBHARDT K., RICH R.M. & HO L.C., **2005**. *An Intermediate-Mass Black Hole in the Globular Cluster G1 : Improved Significance from New Keck and Hubble Space Telescope Observations*. ApJ, vol. 634, p. 1093

- GEHRELS N., CHINCARINI G., GIOMMI P., MASON K.O., NOUSEK J.A., WELLS A.A., WHITE N.E., BARTHELMEY S.D., BURROWS D.N., COMINSKY L.R., HURLEY K.C., MARSHALL F.E., MÉSZÁROS P., ROMING P.W.A., ANGELINI L., BARBIER L.M., BELLONI T., CAMPANA S., CARAVEO P.A., CHESTER M.M., CITTERIO O., CLINE T.L., CROPPER M.S., CUMMINGS J.R., DEAN A.J., FEIGELSON E.D., FENIMORE E.E., FRAIL D.A., FRUCHTER A.S., GARMIRE G.P., GENDREAU K., GHISELLINI G., GREINER J., HILL J.E., HUNSBERGER S.D., KRIMM H.A., KULKARNI S.R., KUMAR P., LEBRUN F., LLOYD-RONNING N.M., MARKWARDT C.B., MATTSO B.J., MUSHOTZKY R.F., NORRIS J.P., OSBORNE J., PACZYNSKI B., PALMER D.M., PARK H.S., PARSONS A.M., PAUL J., REES M.J., REYNOLDS C.S., RHOADS J.E., SASSEEN T.P., SCHAEFER B.E., SHORT A.T., SMALE A.P., SMITH I.A., STELLA L., TAGLIAFERRI G., TAKAHASHI T., TASHIRO M., TOWNSELEY L.K., TUELLER J., TURNER M.J.L., VIETRI M., VOGES W., WARD M.J., WILLINGALE R., ZERBI F.M. & ZHANG W.W., **2004**. *The Swift Gamma-Ray Burst Mission*. ApJ, vol. 611, p. 1005
- GENDRE B., **2004**. *Étude des sources X faibles des amas globulaires de la galaxie avec XMM-Newton*. thèse, Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements
- GENDRE B., BARRET D. & WEBB N.A., **2003a**. *Discovery of a quiescent neutron star binary in the globular cluster M 13*. A&A, vol. 403, p. L11
- GENDRE B., BARRET D. & WEBB N.A., **2003b**. *An XMM-Newton observation of the globular cluster Omega Centauri*. A&A, vol. 400, p. 521
- GERSSSEN J., VAN DER MAREL R.P., GEBHARDT K., GUHATHAKURTA P., PETERSON R.C. & PRYOR C., **2002**. *Hubble Space Telescope Evidence for an Intermediate-Mass Black Hole in the Globular Cluster M15. II. Kinematic Analysis and Dynamical Modeling*. AJ, vol. 124, p. 3270
- GIACCONI R., ROSATI P., TOZZI P., NONINO M., HASINGER G., NORMAN C., BERGERON J., BORGANI S., GILLI R., GILMOZZI R. & ZHENG W., **2001**. *First results from the X-ray and optical survey of the Chandra deep field south*. ApJ, vol. 551, p. 624
- GIERSZ M., **2006**. *Monte Carlo simulations of star clusters - III. A million-body star cluster*. MNRAS, vol. 371, p. 484
- GIERSZ M. & HEGGIE D.C., **2007**. *Monte Carlo simulations of star clusters with primordial binaries. Comparison with N-body simulations and observations*. ArXiv e-prints, vol. 711
- GLEBBEEK E. & POLS O.R., **2007**. *Building Blue Stragglers with Stellar Collisions*. ArXiv e-prints, vol. 710
- GLENDENNING N.K., **2000**. *Compact Stars : Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity (Astronomy and Astrophysics Library)*. Springer, 2e édition. ISBN 0387989773
- GLIOZZI M., SAMBRUNA R.M., BRANDT W.N., MUSHOTZKY R. & ERACLEOUS M., **2004**. *The XMM-Newton view of NGC 6251*. A&A, vol. 413, p. 139
- GODON P., SION E.M., BARRETT P.E., HUBENY I., LINNELL A.P. & SZKODY P., **2008**. *A Far Ultraviolet Archival Study of Cataclysmic Variables : I. FUSE and HST/STIS Spectra of the Exposed White Dwarf in Dwarf Nova Systems*. ArXiv e-prints, vol. 802
- GOODWIN S.P., **1997**. *Residual gas expulsion from young globular clusters*. MNRAS, vol. 284, p. 785
- GRATTON R.G., BRAGAGLIA A., CARRETTA E., CLEMENTINI G., DESIDERA S., GRUNDAHL F. & LUCATELLO S., **2003**. *Distances and ages of NGC 6397, NGC 6752 and 47 Tuc*. A&A, vol. 408, p. 529
- GRIFFITH M.R. & WRIGHT A.E., **1993**. *The Parkes-MIT-NRAO (PMN) surveys. I - The 4850 MHz surveys and data reduction*. AJ, vol. 105, p. 1666
- GRINDLAY J.E., **1999**. *Magnetic CVs in Globular Clusters*. Dans *Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables*, édité par HELIER C. & MUKAI K., vol. 157 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 377
- GRINDLAY J.E., HEINKE C., EDMONDS P.D. & MURRAY S.S., **2001a**. *High-Resolution X-ray Imaging of a Globular Cluster Core : Compact Binaries in 47Tuc*. Science, vol. 292, p. 2290

- GRINDLAY J.E., HEINKE C.O., EDMONDS P.D., MURRAY S.S. & COOL A.M., **2001b**. *Chandra Exposes the Core-collapsed Globular Cluster NGC 6397*. ApJ, vol. 563, p. L53
- GRINDLAY J.E., HONG J., ZHAO P., LAYCOCK S., VAN DEN BERG M., KOENIG X., SCHLEGEL E.M., COHN H.N., LUGGER P.M. & ROGEL A.B., **2005**. *Chandra Multiwavelength Plane (ChaMPlane) Survey : An Introduction*. ApJ, vol. 635, p. 920
- GROSSMAN A.S., HAYS D. & GRABOSKE JR. H.C., **1974**. *The theoretical low mass main sequence*. A&A, vol. 30, p. 95
- GÜDEL M., **2004**. *X-ray astronomy of stellar coronae*. A&A Rev., vol. 12, p. 71
- GUNN J.E. & GRIFFIN R.F., **1979**. *Dynamical studies of globular clusters based on photoelectric radial velocities of individual stars. I - M3*. AJ, vol. 84, p. 752
- HABERL F., MOTCH C. & ZICKGRAF F.J., **2002**. *X-ray and optical observations of 1RXS J154814.5-452845 : a new intermediate polar with soft X-ray emission*. A&A, vol. 387, p. 201
- HAKALA P., RAMSAY G., WHEATLEY P., HARLAFTIS E.T. & PAPADIMITRIOU C., **2004**. *XMM-Newton observations of the dwarf nova YZ Cnc in quiescence*. A&A, vol. 420, p. 273
- HALL D.S., **1976**. *The RS CVn Binaries and Binaries with Similar Properties*. Dans *IAU Colloq. 29 : Multiple Periodic Variable Stars*, édité par FITCH W.S., vol. 60 de *Astrophysics and Space Science Library*, 287
- HARRIS W.E., **1974**. *The Unusual Horizontal Branch of NGC 2808*. ApJ, vol. 192, p. L161
- HARRIS W.E., **1996**. *A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way*. AJ, vol. 112, p. 1487
- HARRIS W.E. & SMITH M.G., **1976**. *The Space Distribution of Globular Clusters in M87*. ApJ, vol. 207, p. 1036
- HASINGER G., ALTIERI B., ARNAUD M., BARCONS X., BERGERON J., BRUNNER H., DADINA M., DENNERL K., FERRANDO P., FINOGENOV A., GRIFFITHS R.E., HASHIMOTO Y., JANSEN F.A., LUMB D.H., MASON K.O., MATEOS S., MCMAHON R.G., MIYAJI T., PAERELS F., PAGE M.J., PTAK A.F., SASSEEN T.P., SCHARTEL N., SZOKOLY G.P., TRÜMPER J., TURNER M., WARWICK R.S. & WATSON M.G., **2001**. *XMM-Newton observation of the Lockman Hole. I. The X-ray data*. A&A, vol. 365, p. L45
- HASINGER G., MIYAJI T. & SCHMIDT M., **2005**. *Luminosity-dependent evolution of soft X-ray selected AGN. New Chandra and XMM-Newton surveys*. A&A, vol. 441, p. 417
- HEGGIE D. & HUT P., **2003**. *The Gravitational Million-Body Problem : A Multidisciplinary Approach to Star Cluster Dynamics*. Cambridge University Press. ISBN 0521774861
- HEGGIE D.C., **1975**. *Binary evolution in stellar dynamics*. MNRAS, vol. 173, p. 729
- HEGGIE D.C., GIERSZ M., SPURZEM R. & TAKAHASHI K., **1998**. *Dynamical Simulations : Methods and Comparisons*. Highlights of Astronomy, vol. 11, p. 591
- HEINKE C.O., GRINDLAY J.E. & EDMONDS P.D., **2005**. *Three additional quiescent low-mass X-ray binary candidates in 47 Tucanae*. ApJ, vol. 622, p. 556
- HEINKE C.O., GRINDLAY J.E., EDMONDS P.D., COHN H.N., LUGGER P.M., CAMILO F., BOGDANOV S. & FREIRE P.C., **2005**. *A Deep Chandra Survey of the Globular Cluster 47 Tucanae : Catalog of Point Sources*. ApJ, vol. 625, p. 796
- HEINKE C.O., GRINDLAY J.E., LLOYD D.A. & EDMONDS P.D., **2003a**. *X-Ray Studies of Two Neutron Stars in 47 Tucanae : Toward Constraints on the Equation of State*. ApJ, vol. 588, p. 452
- HEINKE C.O., GRINDLAY J.E., LUGGER P.M., COHN H.N., EDMONDS P.D., LLOYD D.A. & COOL A.M., **2003b**. *Analysis of the Quiescent Low-Mass X-Ray Binary Population in Galactic Globular Clusters*. ApJ, vol. 598, p. 501
- HEINKE C.O., RYBICKI G.B., NARAYAN R. & GRINDLAY J.E., **2006a**. *A Hydrogen Atmosphere Spectral Model Applied to the Neutron Star X7 in the Globular Cluster 47 Tucanae*. ApJ, vol. 644, p. 1090

- HEINKE C.O., WIJNANDS R., COHN H.N., LUGGER P.M., GRINDLAY J.E., POOLEY D. & LEWIN W.H.G., **2006b**. *Faint X-Ray Sources in the Globular Cluster Terzan 5*. ApJ, vol. 651, p. 1098
- HELLIER C., **2001**. *Cataclysmic Variable Stars - How and Why they Vary*. Springer Praxis Books, 1e édition. ISBN 1852332115
- HÉNON M., **1961**. *Sur l'évolution dynamique des amas globulaires*. Annales d'Astrophysique, vol. 24, p. 369
- HÉNON M., **1965**. *Sur l'évolution dynamique des amas globulaires. II. Amas isolé*. Annales d'Astrophysique, vol. 28, p. 62
- HERSCHEL J.F.W., **1864**. *Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars*. Philosophical Transactions Series I, vol. 154, p. 1
- HERSCHEL W., **1789**. *Catalogue of a Second Thousand of New Nebulae and Clusters of Stars*. Philosophical Transactions Series I, vol. 79, p. 212
- HERTZ P. & GRINDLAY J.E., **1983**. *An X-ray survey of globular clusters and their X-ray luminosity function*. ApJ, vol. 275, p. 105
- HERTZSPRUNG E., **1915**. *No. 100. Effective wave-lengths of 184 stars in the cluster N.G.C. 1647*. Contributions from the Mount Wilson Observatory / Carnegie Institution of Washington, vol. 100, p. 1
- HEYER I., **2006**. *WFPC2 Instrument Handbook v9.2*.  
<http://www.stsci.edu/hst/wfpc2>
- HO L.C., TERASHIMA Y. & OKAJIMA T., **2003**. *A Stringent Limit on the Accretion Luminosity of the Possible Central Black Hole in the Globular Cluster M15*. ApJ, vol. 587, p. L35
- HO W.C.G., CHANG P., KAPLAN D.L., MORI K., POTEKHIN A.Y. & VAN ADELSBERG M., **2007**. *Modeling atmosphere emission from magnetic neutron stars*. Advances in Space Research, vol. 40, p. 1432
- HORNE K., **1986**. *An optimal extraction algorithm for CCD spectroscopy*. PASP, vol. 98, p. 609
- HURLEY J.R., AARSETH S.J. & SHARA M.M., **2007**. *The Core Binary Fractions of Star Clusters from Realistic Simulations*. ApJ, vol. 665, p. 707
- HUT P., **1983**. *Binaries as a heat source in stellar dynamics - Release of binding energy*. ApJ, vol. 272, p. L29
- HUT P., MCMILLAN S., GOODMAN J., MATEO M., PHINNEY E.S., PRYOR C., RICHER H.B., VERBUNT F. & WEINBERG M., **1992**. *Binaries in globular clusters*. PASP, vol. 104, p. 981
- HUT P., SHARA M.M., AARSETH S.J., KLESSSEN R.S., LOMBARDI JR. J.C., MAKINO J., MCMILLAN S., POLS O.R., TEUBEN P.J. & WEBBINK R.F., **2003**. *MODEST-1 : Integrating stellar evolution and stellar dynamics*. New Astronomy, vol. 8, p. 337
- IBEN JR. I. & RENZINI A., **1983**. *Asymptotic giant branch evolution and beyond*. ARA&A, vol. 21, p. 271
- IVANOVA N., **2006**. *Low-Mass X-Ray Binaries and Metallicity Dependence : Story of Failures*. ApJ, vol. 636, p. 979
- IVANOVA N., HEINKE C.O., RASIO F.A., BELCZYNSKI K. & FREGEAU J.M., **2008**. *Formation and evolution of compact binaries in globular clusters - II. Binaries with neutron stars*. MNRAS, vol. 386, p. 553
- IVANOVA N., HEINKE C.O., RASIO F.A., TAAM R.E., BELCZYNSKI K. & FREGEAU J., **2006**. *Formation and evolution of compact binaries in globular clusters - I. Binaries with white dwarfs*. MNRAS, vol. 372, p. 1043
- JANSEN F., LUMB D., ALTIERI B., CLAVEL J., EHLE M., ERD C., GABRIEL C., GUAINAZZI M., GONDOIN P., MUCH R., MUNOZ R., SANTOS M., SCHARTEL N., TEXIER D. & VACANTI G., **2001**. *XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations*. A&A, vol. 365, p. L1
- JOHNSTON H.M., VERBUNT F. & HASINGER G., **1994**. *ROSAT PSPC observations of globular clusters*. A&A, vol. 289, p. 763



- JOHNSTON H.M., VERBUNT F. & HASINGER G., **1996**. *ROSAT observations of ten globular clusters with large core radii*. A&A, vol. 309, p. 116
- JORDÁN A., CÔTÉ P., FERRARESE L., BLAKESLEE J.P., MEI S., MERRITT D., MILOSAVLJEVIĆ M., PENG E.W., TONRY J.L. & WEST M.J., **2004**. *The ACS Virgo Cluster Survey. III. Chandra and Hubble Space Telescope Observations of Low-Mass X-Ray Binaries and Globular Clusters in M87*. ApJ, vol. 613, p. 279
- JOSHI K.J., RASIO F.A. & PORTEGIES ZWART S., **2000**. *Monte Carlo Simulations of Globular Cluster Evolution. I. Method and Test Calculations*. ApJ, vol. 540, p. 969
- KAISER C.R., **2005**. *Radio synchrotron spectra for a leaky box approximation*. MNRAS, vol. 360, p. 176
- KALOGERA V., KING A.R. & RASIO F.A., **2004**. *Could Black Hole X-Ray Binaries Be Detected in Globular Clusters ?* ApJ, vol. 601, p. L171
- KALUZNY J. & KRZEMINSKI W., **1993**. *Contact Binaries and Sx-Phoenicis Variables in the Globular Cluster NGC4372*. MNRAS, vol. 264, p. 785
- KALUZNY J., PIETRUKOWICZ P., THOMPSON I.B., KRZEMINSKI W., SCHWARZENBERG-CZERNY A., PYCH W. & STACHOWSKI G., **2005**. *Cluster Ages Experiment (CASE) : Detection of a dwarf nova in the globular cluster M55*. MNRAS, vol. 359, p. 677
- KALUZNY J. & THOMPSON I.B., **2001**. *Clusters AgeS Experiment. New variable stars in the globular cluster M 22*. A&A, vol. 373, p. 899
- KATZ J.I., **1975**. *Two kinds of stellar collapse*. Nature, vol. 253, p. 698
- KERR R.P., **1963**. *Gravitational field of a spinning mass as an example of algebraically special metrics*. Phys. Rev. Lett., vol. 11, p. 237
- KIM QUIJANO J., **2007**. *STIS Instrument Handbook v8.0*.  
<http://www.stsci.edu/hst/stis>
- KING A.R., **1988**. *The evolution of compact binaries*. QJRAS, vol. 29, p. 1
- KING I., **1962**. *The structure of star clusters. I. an empirical density law*. AJ, vol. 67, p. 471
- KLESSEN R.S., CLARK P.C. & GLOVER S.C.O., **2007**. *Formation of Stellar Clusters and the Importance of Thermodynamics for Fragmentation*. Dans *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, édité par VESPERINI E., GIERSZ M. & SILLS A., vol. 246 de *IAU Symposium*, 3–12
- KNAPP G.R., GUNN J.E., BOWERS P.F. & VASQUEZ PORITZ J.F., **1996**. *Limits on Ionized Gas in Globular Clusters*. ApJ, vol. 462, p. 231
- KNAPP G.R., ROSE W.K. & KERR F.J., **1973**. *Neutral Hydrogen Observations of Eight Globular Clusters*. ApJ, vol. 186, p. 831
- KNIGGE C., DIEBALL A., MAIZ APELLANIZ J., LONG K.S., ZUREK D.R. & SHARA M.M., **2008**. *Stellar exotica in 47 Tucanae*. ApJ, vol. sous presse, ArXiv 0805.0140
- KNIGGE C., GILLILAND R.L., DIEBALL A., ZUREK D.R., SHARA M.M. & LONG K.S., **2006**. *A Blue Straggler Binary with Three Progenitors in the Core of a Globular Cluster ?* ApJ, vol. 641, p. 281
- KNIGGE C., ZUREK D.R., SHARA M.M. & LONG K.S., **2002**. *A far-ultraviolet survey of 47 Tucanae. I. Imaging*. ApJ, vol. 579, p. 752
- KOESTER D. & CHANMUGAM G., **1990**. *Physics of white dwarf stars*. Reports of Progress in Physics, vol. 53, p. 837
- KOLB U., KING A.R. & RITTER H., **1998**. *The cataclysmic variable period gap : still there*. MNRAS, vol. 298, p. L29+
- KROUPA P., **2001**. *On the variation of the initial mass function*. MNRAS, vol. 322, p. 231

- KUERSTER M. & SCHMITT J.H.M.M., **1996**. *Forty days in the life of CF Tucanae (=HD 5303). the longest stellar X-ray flare observed with Rosat*. A&A, vol. 311, p. 211
- KULKARNI S.R., HUT P. & MCMILLAN S., **1993**. *Stellar black holes in globular clusters*. Nature, vol. 364, p. 421
- KUNDU A., MACCARONE T.J. & ZEPF S.E., **2002**. *The Low-Mass X-Ray Binary-Globular Cluster Connection in NGC 4472*. ApJ, vol. 574, p. L5
- KUNDU A., MACCARONE T.J. & ZEPF S.E., **2007**. *Probing the Formation of Low-Mass X-Ray Binaries in Globular Clusters and the Field*. ApJ, vol. 662, p. 525
- KURUCZ R.L., **1993**. *Model Atmospheres (Kurucz, 1979)*. VizieR Online Data Catalog, vol. 6039
- LA DOUS C., **1989**. *Synthetic optical and ultraviolet spectra of stationary accretion disks*. A&A, vol. 211, p. 131
- LADA C.J., **2006**. *Stellar Multiplicity and the Initial Mass Function : Most Stars Are Single*. ApJ, vol. 640, p. L63
- LANDSMAN W.B., **1993**. *The IDL Astronomy User's Library*. Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, édité par HANISCH R.J., BRISSENDEN R.J.V. & BARNES J., vol. 52 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 246
- LARGE M.I., CRAM L.E. & BURGESS A.M., **1991**. *A machine-readable release of the Molonglo Reference Catalogue of Radio Sources*. The Observatory, vol. 111, p. 72
- LARSON R.B., **1984**. *Black hole remnants in globular clusters*. MNRAS, vol. 210, p. 763
- LARSON R.B., **1996**. *Globular Clusters as Fossils of Galaxy Formation*. Dans *Formation of the Galactic Halo... Inside and Out*, édité par MORRISON H.L. & SARAJEDINI A., vol. 92 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 241
- LEAVITT H.S. & PICKERING E.C., **1912**. *Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud*. Harvard College Observatory Circular, vol. 173, p. 1
- LEFEVRE O., SAISSE M., MANCINI D., BRAU-NOGUE S., CAPUTI O., CASTINEL L., D'ODORICO S., GARILLI B., KISSLER-PATIG M., LUCUIX C., MANCINI G., PAUGET A., SCIARRETTA G., SCODEGGIO M., TRESSE L. & VETTOLANI G., **2003**. *Commissioning and performances of the VLT-VIMOS instrument*. Dans *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, édité par IYE M. & MOORWOOD A.F.M., vol. 4841 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 1670–1681
- LEWIN W.H.G. & JOSS P.C., **1981**. *X-ray bursters and the X-ray sources of the galactic bulge*. Space Science Reviews, vol. 28, p. 3
- LEWIN W.H.G., VAN PARADIJS J. & TAAM R.E., **1993**. *X-Ray Bursts*. Space Science Reviews, vol. 62, p. 223
- LIVSHITS I.M. & LIVSHITS M.A., **2002**. *On the Origin of Large X-ray Flares on RS CVn Subgiants*. Dans *Stellar Coronae in the Chandra and XMM-Newton Era*, édité par FAVATA F. & DRAKE J.J., vol. 277 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 527
- LOCKMAN F.J., JAHODA K. & MCCAMMON D., **1986**. *The structure of galactic HI in directions of low total column density*. ApJ, vol. 302, p. 432
- LORIMER D.R., **2005**. *Binary and Millisecond Pulsars*. Living Reviews in Relativity, vol. 8, p. 7
- LORIMER D.R., CAMILO F., FREIRE P., KRAMER M., LYNE A.G., MANCHESTER R.N. & D'AMICO N., **2003**. *Millisecond Radio Pulsars in 47 Tucanae*. Dans *Radio Pulsars*, édité par BAILES M., NICE D.J. & THORSETT S.E., vol. 302 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 363
- LUTOVINOV A., REVNIVTSEV M., GILFANOV M. & SUNYAEV R., **2008**. *Population of HMXB in the Galaxy*. ArXiv e-prints, vol. 801
- LYNDEN-BELL D. & EGGLETON P.P., **1980**. *On the consequences of the gravothermal catastrophe*. MNRAS, vol. 191, p. 483

- LYNDEN-BELL D. & WOOD R., **1968**. *The gravo-thermal catastrophe in isothermal spheres and the onset of red-giant structure for stellar systems*. MNRAS, vol. 138, p. 495
- MACCARONE T.J., **2003**. *Do X-ray binary spectral state transition luminosities vary ?* A&A, vol. 409, p. 697
- MACCARONE T.J., KUNDU A., ZEPF S.E. & RHODE K.L., **2007**. *A black hole in a globular cluster*. Nature, vol. 445, p. 183
- MACCARONE T.J. & SERVILLAT M., **2008**. *Radio observations of NGC 2808 and other globular clusters : constraints on intermediate-mass black holes*. MNRAS, vol. 389, p. 379
- MADEJ J. & RÓŻAŃSKA A., **2000**. *X-ray irradiated model stellar atmospheres*. A&A, vol. 356, p. 654
- MAINIERI V., HASINGER G., CAPPELLUTI N., BRUSA M., BRUNNER H., CIVANO F., COMASTRI A., ELVIS M., FINO GUENOV A., FIORE F., GILLI R., LEHMANN I., SILVERMAN J., TASCA L., VIGNALI C., ZAMORANI G., SCHINNERER E., IMPEY C., TRUMP J., LILLY S., MAIER C., GRIFFITHS R.E., MIYAJI T., CAPAK P., KOEKEMOER A., SCOVILLE N., SHOPBELL P. & TANIGUCHI Y., **2007**. *The XMM-Newton Wide-Field Survey in the COSMOS Field. IV. X-Ray Spectral Properties of Active Galactic Nuclei*. ApJS, vol. 172, p. 368
- MAKINO J., **2005**. *GRAPE and Project Milkyway*. Journal of Korean Astronomical Society, vol. 38, p. 165
- MAKISHIMA K., KUBOTA A., MIZUNO T., OHNISHI T., TASHIRO M., ARUGA Y., ASAI K., DOTANI T., MITSUDA K., UEDA Y., UNO S., YAMAOKA K., EBISAWA K., KOHMURA Y. & OKADA K., **2000**. *The Nature of Ultraluminous Compact X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies*. ApJ, vol. 535, p. 632
- MANCHESTER R.N., HOBBS G.B., TEOH A. & HOBBS M., **2005**. *The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue*. AJ, vol. 129, p. 1993
- MARCONI G., BAGNULO S. & REJKUBA M., **2007**. *VIMOS User Manual*.  
<http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/vimos>
- MASON E. & HOWELL S.B., **2003**. *Spectroscopic observations of twenty-one faint cataclysmic variables candidates*. A&A, vol. 403, p. 699
- MASON K.O., BREEVELD A., MUCH R., CARTER M., CORDOVA F.A., CROPPER M.S., FORDHAM J., HUCKLE H., HO C., KAWAKAMI H., KENNEA J., KENNEDY T., MITTAS J., PANDEL D., PRIEDHORSKY W.C., SASSEEN T., SHIREY R., SMITH P. & VREUX J.M., **2001**. *The XMM-Newton optical/UV monitor telescope*. A&A, vol. 365, p. L36
- MATEO M., **1996**. *Photometric Binary Stars in Globular Clusters*. Dans *The Origins, Evolution, and Destinies of Binary Stars in Clusters*, édité par MILONE E.F. & MERMILLIOD J.C., vol. 90 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 21
- MATEO M. & SZKODY P., **1984**. *VW Hyi - The white dwarf revealed*. AJ, vol. 89, p. 863
- MERLONI A., HEINZ S. & DI MATTEO T., **2003**. *A Fundamental Plane of black hole activity*. MNRAS, vol. 345, p. 1057
- MESSIER C., **1771**. *Catalogue des Nébuleuses & des amas d'Étoiles*. Mem. Acad., 435–461
- MEYER F. & MEYER-HOFMEISTER E., **1981**. *On the Elusive Cause of Cataclysmic Variable Outbursts*. A&A, vol. 104, p. L10+
- MEYLAN G. & HEGGIE D.C., **1997**. *Internal dynamics of globular clusters*. A&A Rev., vol. 8, p. 1
- MIGLIARI S. & FENDER R.P., **2006**. *Jets in neutron star X-ray binaries : a comparison with black holes*. MNRAS, vol. 366, p. 79
- MILONE A.P., PIOTTO G., BEDIN L.R. & SARAJEDINI A., **2008**. *Photometric binaries in fifty Globular Clusters*. ArXiv e-prints, vol. 801

- MIOCCHI P., **2007**. *The presence of intermediate-mass black holes in globular clusters and their connection with extreme horizontal branch stars*. MNRAS, vol. 381, p. 103
- MOEHLER S. & BONO G., **2008**. *White Dwarfs in Globular Clusters*. ArXiv e-prints, vol. 806
- MONACO L., PANCINO E., FERRARO F.R. & BELLAZZINI M., **2004**. *Wide-field photometry of the Galactic globular cluster M22*. MNRAS, vol. 349, p. 1278
- MOTCH C., HABERL F., GUILLOUT P., PAKULL M., REINSCH K. & KRAUTTER J., **1996**. *New cataclysmic variables from the ROSAT All-Sky Survey*. A&A, vol. 307, p. 459
- MUKAI K., **1993**. *PIMMS and Viewing : proposal preparation tools*. Legacy, vol. 3, p. 21
- NARAYAN R., MAHADEVAN R. & QUATAERT E., **1998**. *Advection-dominated accretion around black holes*. Dans *Theory of Black Hole Accretion Disks*, édité par ABRAMOWICZ M.A., BJORNSSON G. & PRINGLE J.E., 148. Cambridge University Press
- NARAYAN R. & YI I., **1995**. *Advection-dominated Accretion : Underfed Black Holes and Neutron Stars*. ApJ, vol. 452, p. 710
- NELEMANS G., **2005**. *AM CVn stars*. Dans *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, édité par HAMEURY J.M. & LASOTA J.P., vol. 330 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 27
- NEWMAN E.T., COUCH E., CHINNAPARED K., EXTON A., PRAKASH A. & TORRENCE R., **1965**. *Metric of a Rotating, Charged Mass*. Journal of Mathematical Physics, vol. 6, p. 918
- NORTON A.J., WYNN G.A. & SOMERSCALES R.V., **2004**. *The Spin Periods and Magnetic Moments of White Dwarfs in Magnetic Cataclysmic Variables*. ApJ, vol. 614, p. 349
- NOYOLA E., GEBHARDT K. & BERGMANN M., **2008**. *Gemini and Hubble Space Telescope Evidence for an Intermediate-Mass Black Hole in  $\omega$  Centauri*. ApJ, vol. 676, p. 1008
- O'BRIEN K., **2007**. *FORS data reduction cookbook*.  
<http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/fors>
- ODENKIRCHEN M., BROSCHE P., GEFFERT M. & TUCHOLKE H.J., **1997**. *Globular cluster orbits based on HIPPARCOS proper motions*. New Astronomy, vol. 2, p. 477
- OROSZ J.A., **2003**. *Inventory of black hole binaries*. Dans *A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova*, édité par VAN DER HUHT K., HERRERO A. & ESTEBAN C., vol. 212 de *IAU Symposium*, 365
- OSAKI Y., **1974**. *An accretion model for the outbursts of U Geminorum stars*. PASJ, vol. 26, p. 429
- OSAKI Y., **1996**. *Dwarf-Nova Outbursts*. PASP, vol. 108, p. 39
- OSTLIE D.A. & CARROLL B.W., **1995**. *An Introduction to Modern Stellar Astrophysics*. Benjamin Cummings, 1st édition. ISBN 0201598809
- PADMANABHAN T., **2001**. *Theoretical Astrophysics, Volume 2 : Stars and Stellar Systems*. Cambridge University Press. ISBN 0521566312
- PALLAVICINI R., SERIO S. & VAIANA G.S., **1977**. *A survey of soft X-ray limb flare images - The relation between their structure in the corona and other physical parameters*. ApJ, vol. 216, p. 108
- PATTERSON J., **1994**. *The DQ Herculis stars*. PASP, vol. 106, p. 209
- PATTERSON J. & RAYMOND J.C., **1985a**. *X-ray emission from cataclysmic variables with accretion disks. I - Hard X-rays*. ApJ, vol. 292, p. 535
- PATTERSON J. & RAYMOND J.C., **1985b**. *X-ray emission from cataclysmic variables with accretion disks. II - EUV/Soft X-Ray Radiation*. ApJ, vol. 292, p. 550

- PEEBLES P.J.E. & DICKE R.H., **1968**. *Origin of the Globular Star Clusters*. ApJ, vol. 154, p. 891
- PELLEGRINI S., **2005**. *Nuclear Accretion in Galaxies of the Local Universe : Clues from Chandra Observations*. ApJ, vol. 624, p. 155
- PERNA R., NARAYAN R., RYBICKI G., STELLA L. & TREVES A., **2003**. *Bondi Accretion and the Problem of the Missing Isolated Neutron Stars*. ApJ, vol. 594, p. 936
- PETRE R., WHITE N.E., TANANBAUM H., HORNSCHMEIER A., BOOKBINDER J., GARCIA M., GRADY J. & KILBOURNE C., **2007**. *The status of the Constellation-X mission*. Dans *UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XV*. Edited by Siegmund, Oswald H. *Proceedings of the SPIE, Volume 6686*, pp. 66860B-66860B-9 (2007)., vol. 6686 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*
- PFAHL E. & RAPPAPORT S., **2001**. *Bondi-Hoyle-Lyttleton Accretion Model for Low-Luminosity X-Ray Sources in Globular Clusters*. ApJ, vol. 550, p. 172
- PIETRUKOWICZ P. & KALUZNY J., **2003**. *Searching for Variable Stars in the Central Part of the Globular Cluster M22*. Acta Astronomica, vol. 53, p. 371
- PIETRUKOWICZ P., KALUZNY J., SCHWARZENBERG-CZERNY A., THOMPSON I.B., PYCH W., KRZEMINSKI W. & MAZUR B., **2008**. *Cluster AgeS Experiment (CASE) : deficiency of observed dwarf novae in globular clusters*. MNRAS, vol. 388, p. 1111
- PIETRUKOWICZ P., KALUZNY J., THOMPSON I.B., JAROSZYNSKI M., SCHWARZENBERG-CZERNY A., KRZEMINSKI W. & PYCH W., **2005**. *Cluster AgeS Experiment (CASE) : Dwarf Novae and a Probable Microlensing Event in the Globular Cluster M22*. Acta Astronomica, vol. 55, p. 261
- PIOTTO G., **2007**. *Observational Evidence of Multiple Stellar Populations in Globular Clusters*. Dans *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, édité par VESPERINI E., GIERSZ M. & SILLS A., vol. 246 de *IAU Symposium*, 141–150
- PIOTTO G., BEDIN L.R., ANDERSON J., KING I.R., CASSISI S., MILONE A.P., VILLANOVA S., PIETRINFERNI A. & RENZINI A., **2007**. *A Triple Main Sequence in the Globular Cluster NGC 2808*. ApJ, vol. 661, p. L53
- PIOTTO G., KING I.R., DJORGOVSKI S.G., SOSIN C., ZOCCALI M., SAVIANE I., DE ANGELI F., RIELLO M., RECIO-BLANCO A., RICH R.M., MEYLAN G. & RENZINI A., **2002**. *HST color-magnitude diagrams of 74 galactic globular clusters in the HST F439W and F555W bands*. A&A, vol. 391, p. 945
- POLETTI G., PALLAVICINI R. & KOPP R.A., **1988**. *Modeling of long-duration two-ribbon flares on M dwarf stars*. A&A, vol. 201, p. 93
- POOLEY D. & HUT P., **2006**. *Dynamical Formation of Close Binaries in Globular Clusters : Cataclysmic Variables*. ApJ, vol. 646, p. L143
- POOLEY D., LEWIN W.H.G., ANDERSON S.F., BAUMGARDT H., FILIPPENKO A.V., GAENSLER B.M., HOMER L., HUT P., KASPI V.M., MAKINO J., MARGON B., MCMILLAN S., PORTEGIES ZWART S., VAN DER KLIS M. & VERBUNT F., **2003**. *Dynamical Formation of Close Binary Systems in Globular Clusters*. ApJ, vol. 591, p. L131
- POOLEY D., LEWIN W.H.G., VERBUNT F., HOMER L., MARGON B., GAENSLER B.M., KASPI V.M., MILLER J.M., FOX D.W. & VAN DER KLIS M., **2002**. *Chandra Observation of the Globular Cluster NGC 6440 and the Nature of Cluster X-Ray Luminosity Functions*. ApJ, vol. 573, p. 184
- PORTEGIES ZWART S., MCMILLAN S., GROEN D., GUALANDRIS A., SAPIOR M. & VERMIN W., **2008**. *A parallel gravitational N-body kernel*. New Astronomy, vol. 13, p. 285
- PREŚ P., FALEWICZ R. & JAKIMIEC J., **2005**. *Heating rates in X-ray flares : From solar microflares to stellar events*. Advances in Space Research, vol. 35, p. 1739
- PRINGLE J.E. & WADE R.A., **1985**. *Interacting Binary Stars*. Cambridge University Press. ISBN 0521266084

- RAKOS K. & SCHOMBERT J., **2005**. *Age and Metallicity Estimation of Globular Clusters from Strömgren Photometry*. PASP, vol. 117, p. 245
- RAMIREZ-RUIZ E., **2008**. *Short GRBs From Compact Object Collisions In GCs*. Dans *AAS/High Energy Astrophysics Division*, vol. 10 de *AAS/High Energy Astrophysics Division*, 05.04
- RAMSAY G., BRIDGE C.M., CROPPER M., MASON K.O., CORDOVA F.A. & PRIEDHORSKY W., **2004**. *XMM-Newton observations of the eclipsing polar EP Dra*. MNRAS, vol. 354, p. 773
- RAMSAY G. & CROPPER M., **2003**. *XMM-Newton observations of the polars EV UMa, RX J1002-19 and RX J1007-20*. MNRAS, vol. 338, p. 219
- RAMSAY G., HAKALA P., MARSH T., NELEMANS G., STEEGHS D. & CROPPER M., **2005**. *XMM-Newton observations of AM CVn binaries*. A&A, vol. 440, p. 675
- RANSOM S.M., **2007**. *Pulsars in Globular Clusters*. Dans *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, édité par VESPERINI E., GIERSZ M. & SILLS A., vol. 246 de *IAU Symposium*, 291–300
- RANSOM S.M., HESSELS J.W.T., STAIRS I.H., FREIRE P.C.C., CAMILO F., KASPI V.M. & KAPLAN D.L., **2005**. *Twenty-One Millisecond Pulsars in Terzan 5 Using the Green Bank Telescope*. Science, vol. 307, p. 892
- RAPPAPORT S., VERBUNT F. & JOSS P.C., **1983**. *A new technique for calculations of binary stellar evolution, with application to magnetic braking*. ApJ, vol. 275, p. 713
- RITTER H. & KOLB U., **2003**. *Catalogue of cataclysmic binaries, low-mass X-ray binaries and related objects (Seventh edition)*. A&A, vol. 404, p. 301
- ROBERTS M.S., **1988**. *Interstellar matter in globular clusters*. Dans *The Harlow-Shapley Symposium on Globular Cluster Systems in Galaxies*, édité par GRINDLAY J.E. & PHILIP A.G.D., vol. 126 de *IAU Symposium*, 411–421
- RODGERS A.W. & ROBERTS W.H., **1995**. *Spectrophotometry of blue straggler candidates in NGC 6397*. AJ, vol. 109, p. 264
- RUSSELL H.N., **1914**. *Relations Between the Spectra and Other Characteristics of the Stars*. Popular Astronomy, vol. 22, p. 275
- SALPETER E.E., **1955**. *The Luminosity Function and Stellar Evolution*. ApJ, vol. 121, p. 161
- SALVATERRA R., CERUTTI A., CHINCARINI G., COLPI M., GUIDORZI C. & ROMANO P., **2008**. *Short Gamma-ray bursts : a bimodal origin ?* MNRAS, vol. 388, p. L6
- SANTOS JR. J.F.C. & PIATTI A.E., **2004**. *Ages and metallicities of star clusters : New calibrations and diagnostic diagrams from visible integrated spectra*. A&A, vol. 428, p. 79
- SAULT R.J., TEUBEN P.J. & WRIGHT M.C.H., **1995**. *A Retrospective View of MIRIAD*. Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, édité par SHAW R.A., PAYNE H.E. & HAYES J.J.E., vol. 77 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 433–4
- SCALO J.M., **1986**. *The stellar initial mass function*. Fundamentals of Cosmic Physics, vol. 11, p. 1
- SCHANNE S., **2008**. *The ECLAIRs telescope onboard the SVOM mission for gamma-ray burst studies*. Dans *American Institute of Physics Conference Series*, édité par GALASSI M., PALMER D. & FENIMORE E., vol. 1000 de *American Institute of Physics Conference Series*, 581–584
- SCHMITT J.H.M.M., **1994**. *ROSAT observations of stellar flares*. ApJS, vol. 90, p. 735
- SCHRÖDER C. & SCHMITT J.H.M.M., **2007**. *X-ray emission from A-type stars*. A&A, vol. 475, p. 677
- SCHWARZSCHILD K., **1916**. *On the Gravitational Field of a Mass Point According to Einstein's Theory*. Abh. Königl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre, 189–196

- SCHWEIZER F., **2006**. *Globular Cluster Formation in Mergers*. Dans *Globular Clusters – Guides to Galaxies*, édité par RICHTLER T. & LARSON R. Springer
- SCODEGGIO M., FRANZETTI P., GARILLI B., ZANICHELLI A., PALTANI S., MACCAGNI D., BOTTINI D., LE BRUN V., CONTINI T., SCARAMELLA R., ADAMI C., BARDELLI S., ZUCCA E., TRESSE L., ILBERT O., FOUCAUD S., IOVINO A., MERIGHI R., ZAMORANI G., GAVIGNAUD I., RIZZO D., MCCracken H.J., LE FÈVRE O., PICAT J.P., VETTOLANI G., ARNABOLDI M., ARNOUTS S., BOLZONELLA M., CAPPI A., CHARLOT S., CILIEGI P., GUZZO L., MARANO B., MARINONI C., MATHEZ G., MAZURE A., MENEUX B., PELLÒ R., POLLO A., POZZETTI L. & RADOVICH M., **2005**. *The VVDS Data-Reduction Pipeline : Introducing VIPGI, the VIMOS Interactive Pipeline and Graphical Interface*. PASP, vol. 117, p. 1284
- SERVILLAT M., DIEBALL A., WEBB N.A., KNIGGE C., CORNELISSE R., BARRET D., LONG K.S., SHARA M.M. & ZUREK D.R., **2008a**. *Combined Chandra, XMM-Newton, and Hubble Space Telescope observations of the Galactic globular cluster NGC 2808*. A&A, vol. 490, p. 641
- SERVILLAT M., DIEBALL A., WEBB N.A., KNIGGE C., CORNELISSE R., BARRET D., LONG K.S., SHARA M.M. & ZUREK D.R., **2008b**. *Multiwavelength study of X-ray sources in the globular cluster NGC 2808 : Chandra, XMM-Newton, HST and ATCA observations*. Dans *SF2A-2008 : semaine de l'astrophysique française*, édité par COMBES F. & SAMADI R., soumis
- SERVILLAT M., WEBB N.A. & BARRET D., **2006a**. *Identifying The Faint X-ray Sources In The Globular Cluster NGC 2808 With XMM-Newton*. Neutron Stars and Black Holes in Star Clusters, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 6, 17-18 August 2006, Prague, Czech Republic, JD06, #16, vol. 6
- SERVILLAT M., WEBB N.A. & BARRET D., **2006b**. *Identifying the faint X-ray sources in the globular cluster NGC 2808 with XMM-Newton*. Dans *SF2A-2006 : Semaine de l'Astrophysique Française*, édité par BARRET D., CASOLI F., LAGACHE G., LECAVELIER A. & PAGANI L., 191
- SERVILLAT M., WEBB N.A. & BARRET D., **2008c**. *XMM-Newton observations of the Galactic globular clusters NGC 2808 and NGC 4372*. A&A, vol. 480, p. 397
- SERVILLAT M., WEBB N.A., BARRET D., CORNELISSE R., DIEBALL A., KNIGGE C., LONG K.S., SHARA M.M. & ZUREK D.R., **2007**. *XMM-Newton and Chandra observations of neutron stars and cataclysmic variables in the globular cluster NGC 2808*. Dans *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, édité par VESPERINI E., GIERSZ M. & SILLS A., vol. 246 de *IAU Symposium*, 373–374
- SHAKURA N.I. & SYUNYAEV R.A., **1973**. *Black holes in binary systems. Observational appearance*. A&A, vol. 24, p. 337
- SHAPLEY H., **1918**. *Globular Clusters and the Structure of the Galactic System*. PASP, vol. 30, p. 42
- SHARA M.M., BERGERON L.E., GILLILAND R.L., SAHA A. & PETRO L., **1996**. *Cataclysmic and close binaries in star clusters. IV. the unexpectedly low number of erupting dwarf novae detected by the Hubble Space Telescope in the core of 47 Tucanae*. ApJ, vol. 471, p. 804
- SHARA M.M., HINKLEY S., ZUREK D.R., KNIGGE C. & DIEBALL A., **2005**. *Erupting cataclysmic variable stars in the nearest globular cluster, NGC 6397 : intermediate polars ?* AJ, vol. 130, p. 1829
- SHARA M.M., POTTER M. & MOFFAT A.F.J., **1990**. *Binaries in globular clusters - Outburst and quiescence spectra of three cataclysmics*. AJ, vol. 99, p. 1858
- SIGURDSSON S. & HERNQUIST L., **1993**. *Primordial black holes in globular clusters*. Nature, vol. 364, p. 423
- SILBER A.D., **1986**. *Studies of an x ray selected sample of cataclysmic variables*. thèse, California Univ., Berkeley.
- SILLS A., DEITERS S., EGGLETON P., FREITAG M., GIERSZ M., HEGGIE D., HURLEY J., HUT P., IVANOVA N., KLESSEN R.S., KROUPA P., LOMBARDI JR. J.C., McMILLAN S., PORTEGIES ZWART S. & ZINNECKER H., **2003**. *MODEST-2 : a summary*. New Astronomy, vol. 8, p. 605
- SINTES A.M. & THE LIGO SCIENTIFIC COLLABORATION, **2008**. *Report on an all-sky LIGO search for periodic gravitational waves in the S4 data*. Journal of Physics Conference Series, vol. 122, 1, p. 012033

- SMAK J., **1983**. *On the nature of dwarf novae*. ApJ, vol. 272, p. 234
- SMITH M.G., HESSER J.E. & SHAWL S.J., **1976**. *An optical search for ionized hydrogen in globular clusters*. ApJ, vol. 206, p. 66
- SOLLIMA A., BECCARI G., FERRARO F.R., FUSI PECCI F. & SARAJEDINI A., **2007**. *The fraction of binary systems in the core of 13 low-density Galactic globular clusters*. MNRAS, vol. 380, p. 781
- SOLLIMA A., LANZONI B., BECCARI G., FERRARO F.R. & FUSI PECCI F., **2008**. *The correlation between blue straggler and binary fractions in the core of Galactic globular clusters*. A&A, vol. 481, p. 701
- SOMMARIVA V., PIOTTO G., REJKUBA M., BEDIN L.R., HEGGIE D.C., MILONE A., MATHIEU R.D. & MORETTI A., **2007**. *A Search for Spectroscopic Binaries in the Globular Cluster M4*. Dans *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, édité par VESPERINI E., GIERSZ M. & SILLS A., vol. 246 de *IAU Symposium*, 277–278
- SPERGEL D.N., BEAN R., DORÉ O., NOLTA M.R., BENNETT C.L., DUNKLEY J., HINSHAW G., JAROSIK N., KOMATSU E., PAGE L., PEIRIS H.V., VERDE L., HALPERN M., HILL R.S., KOGUT A., LIMON M., MEYER S.S., ODEGARD N., TUCKER G.S., WEILAND J.L., WOLLACK E. & WRIGHT E.L., **2007**. *Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Implications for Cosmology*. ApJS, vol. 170, p. 377
- SPRUIT H.C. & RITTER H., **1983**. *Stellar activity and the period gap in cataclysmic variables*. A&A, vol. 124, p. 267
- STAIRS I.H., BEGIN S., RANSOM S., FREIRE P., HESSELS J., KATZ J., KASPI V. & CAMILO F., **2006**. *New Pulsars in the Globular Cluster M28*. Dans *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1118
- STEHLE R., KOLB U. & RITTER H., **1997**. *Modelling population ii cataclysmic variables*. aap, vol. 320, p. 136
- STRASSMEIER K.G., HALL D.S., FEKEL F.C. & SCHECK M., **1993**. *A catalog of chromospherically active binary stars (second edition)*. A&AS, vol. 100, p. 173
- STRÜDER L., BRIEL U., DENNERL K., HARTMANN R., KENDZIORRA E., MEIDINGER N., PFEFFERMANN E., REPPIN C., ASCHENBACH B., BORNEMANN W., BRÄUNINGER H., BURKERT W., ELLENDER M., FREYBERG M., HABERL F., HARTNER G., HEUSCHMANN F., HIPPMANN H., KASTELIC E., KEMMER S., KETTENRING G., KINK W., KRAUSE N., MÜLLER S., OPPITZ A., PIETSCH W., POPP M., PREDEHL P., READ A., STEPHAN K.H., STÖTTER D., TRÜMPER J., HOLL P., KEMMER J., SOLTAU H., STÖTTER R., WEBER U., WEICHERT U., VON ZANTHIER C., CARATHANASSIS D., LUTZ G., RICHTER R.H., SOLC P., BÖTTCHER H., KUSTER M., STAUBERT R., ABBEY A., HOLLAND A., TURNER M., BALASINI M., BIGNAMI G.F., LA PALOMBARA N., VILLA G., BUTTLER W., GIANINI F., LAINÉ R., LUMB D. & DHEZ P., **2001**. *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The pn-CCD camera*. A&A, vol. 365, p. L18
- STRYKER L.L., **1993**. *Blue stragglers*. PASP, vol. 105, p. 1081
- TANAKA Y., **2000**. *Observation of Black Holes in X-ray Binaries*. Dans *Highly Energetic Physical Processes and Mechanisms for Emission from Astrophysical Plasmas*, édité par MARTENS P.C.H., TSURUTA S. & WEBER M.A., vol. 195 de *IAU Symposium*, 37
- TAYLER R.J. & WOOD P.R., **1975**. *The gas and horizontal branch star content of globular clusters*. MNRAS, vol. 171, p. 467
- THOMPSON A.R., MORAN J.M. & GEORGE W. J.S., **2001**. *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Wiley-Interscience, 2e édition. ISBN 9780471254928
- TORNATORE L., FERRARA A. & SCHNEIDER R., **2007**. *Population III stars : hidden or disappeared ?* MNRAS, vol. 382, p. 945
- TRENTI M., ARDI E., MINESHIGE S. & HUT P., **2007**. *Star clusters with primordial binaries - III. Dynamical interaction between binaries and an intermediate-mass black hole*. MNRAS, vol. 374, p. 857



- TROLAND T.H., HESSER J.E. & HEILES C., **1978**. *An unsuccessful search for carbon monoxide in globular clusters*. ApJ, vol. 219, p. 873
- TRUDOLYUBOV S. & PRIEDHORSKY W., **2004**. *M31 Globular Cluster X-Ray Sources : XMM-Newton and Chandra Results*. ApJ, vol. 616, p. 821
- TURNER M.J.L., ABBEY A., ARNAUD M., BALASINI M., BARBERA M., BELSOLE E., BENNIE P.J., BERNARD J.P., BIGNAMI G.F., BOER M., BRIEL U., BUTLER I., CARA C., CHABAUD C., COLE R., COLLURA A., CONTE M., CROS A., DENBY M., DHEZ P., DI COCO G., DOWSON J., FERRANDO P., GHIZZARDI S., GIANOTTI F., GOODALL C.V., GRETTON L., GRIFFITHS R.G., HAINAUT O., HOCHEDÉZ J.F., HOLLAND A.D., JOURDAIN E., KENDZIORRA E., LAGOSTINA A., LAINE R., LA PALOMBARA N., LORTHOLARY M., LUMB D., MARTY P., MOLENDI S., PIGOT C., POINDRON E., POUNDS K.A., REEVES J.N., REPPIN C., ROTHENFLUG R., SALVETAT P., SAUVAGEOT J.L., SCHMITT D., SEMBAY S., SHORT A.D.T., SPRAGG J., STEPHEN J., STRÜDER L., TIENGO A., TRIFOGLIO M., TRÜMPER J., VERCELLONE S., VIGROUX L., VILLA G., WARD M.J., WHITEHEAD S. & ZONCA E., **2001**. *The European Photon Imaging Camera on XMM-Newton : The MOS cameras*. A&A, vol. 365, p. L27
- UEDA Y., ISHISAKI Y., TAKAHASHI T., MAKISHIMA K. & OHASHI T., **2001**. *The ASCA Medium Sensitivity Survey (the GIS Catalog Project) : Source Catalog*. ApJS, vol. 133, p. 1
- VAN DEN OORD G.H.J., MEWE R. & BRINKMAN A.C., **1988**. *An EXOSAT observation of an X-ray flare and quiescent emission from the RS CVn binary sigma2 CrB*. A&A, vol. 205, p. 181
- VAN DER KLIS M., **1994**. *Similarities in neutron star and black hole accretion*. ApJS, vol. 92, p. 511
- VAN LOON J.T., STANIMIROVIĆ S., EVANS A. & MULLER E., **2006**. *Stellar mass loss and the intracluster medium in Galactic globular clusters : a deep radio survey for HI and OH*. MNRAS, vol. 365, p. 1277
- VAN PARADIJS J. & MCCLINTOCK J.E., **1994**. *Absolute visual magnitudes of low-mass X-ray binaries*. A&A, vol. 290, p. 133
- VERBUNT F., **2001**. *A census with ROSAT of low-luminosity X-ray sources in globular clusters*. A&A, vol. 368, p. 137
- VERBUNT F., **2003**. *Binary Evolution and Neutron Stars in Globular Clusters*. Dans *New Horizons in Globular Cluster Astronomy*, édité par PIOTTO G., MEYLAN G., DJORGOVSKI S.G. & RIELLO M., vol. 296 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 245
- VERBUNT F., **2005**. *X-ray sources in globular clusters*. Dans *Interacting Binaries : Accretion, Evolution, and Outcomes*, édité par BURDERI L., ANTONELLI L.A., D'ANTONA F., DI SALVO T., ISRAEL G.L., PIERSANTI L., TORNAMBÈ A. & STRANIERO O., vol. 797 de *American Institute of Physics Conference Series*, 30–39
- VERBUNT F., BUNK W.H., RITTER H. & PFEFFERMANN E., **1997**. *Cataclysmic variables in the ROSAT PSPC All Sky Survey*. A&A, vol. 327, p. 602
- VERBUNT F. & HUT P., **1987**. *The Globular Cluster Population of X-Ray Binaries*. Dans *IAU Symp. 125 : The Origin and Evolution of Neutron Stars*, édité par HELFAND D.J. & HUANG J.H., 187
- VERBUNT F. & LEWIN W.H.G., **2006**. *Compact stellar X-ray sources*, chap. Globular cluster X-ray sources, 341–379. Cambridge Astrophysics Series, No. 39, Cambridge University Press. ISBN 0521826594
- VERBUNT F., POOLEY D. & BASSA C., **2007**. *Observational Evidence for the Origin of X-ray Sources in Globular Clusters*. Dans *Dynamical Evolution of Dense Stellar Systems*, édité par VESPERINI E., GIERSZ M. & SILLS A., vol. 246 de *IAU Symposium*, 301–310
- VERBUNT F., WHEATLEY P.J. & MATTEI J.A., **1999**. *X-ray observations through the outburst cycle of the dwarf nova YZ CNC*. A&A, vol. 346, p. 146
- VIMOS PIPELINE TEAM, **2005**. *VIMOS Pipeline User Manual v2.0*.  
ftp://ftp.eso.org/pub/dfs/pipelines/vimos/vimos-manual-2.0.pdf

- VLT TEAM, **1998**. *The VLT White Book*.  
<http://www.eso.org/public/astronomy/teles-instr/whitebook/wb-contents.html>
- VOGEL J., BYCKLING K., SCHWOPE A., OSBORNE J.P., SCHWARZ R. & WATSON M.G., **2008**. *The serendipitous discovery of a short-period eclipsing polar in 2XMMp*. A&A, vol. 485, p. 787
- VOGES W., ASCHENBACH B., BOLLER T., BRÄUNINGER H., BRIEL U., BURKERT W., DENNERL K., ENGLHAUSER J., GRUBER R., HABERL F., HARTNER G., HASINGER G., KÜRSTER M., PFEFFERMANN E., PIETSCH W., PREDEHL P., ROSSO C., SCHMITT J.H.M.M., TRÜMPER J. & ZIMMERMANN H.U., **1999**. *The ROSAT all-sky survey bright source catalogue*. A&A, vol. 349, p. 389
- VON HOERNER S., **1960**. *Die numerische Integration des n-Körper-Problems für Sternhaufen. I*. Zeitschrift für Astrophysik, vol. 50, p. 184
- WARNER B., **1996**. *Cataclysmic variable stars*. Cambridge Astrophysics Series, Cambridge University Press. ISBN 0521412315
- WATSON M.G., SCHRÖDER A.C., FYFE D., PAGE C.G., LAMER G., MATEOS S., PYE J., SAKANO M., ROSEN S., BALLEST J., BARCONS X., BARRET D., BOLLER T., BRUNNER H., BRUSA M., CACCIANIGA A., CARRERA F.J., CEBALLOS M., DELLA CECIA R., DENBY M., DENKINSON G., DUPUY S., FARRELL S., FRASCHETTI F., FREYBERG M.J., GUILLOUT P., HAMBARYAN V., MACCACARO T., MATHIESEN B., MCMAHON R., MICHEL L., MOTCH C., OSBORNE J.P., PAGE M., PAKULL M.W., PIETSCH W., SAXTON R., SCHWOPE A., SEVERGNINI P., SIMPSON M., SIRONI G., STEWART G., STEWART I.M., STOBART A., TEDDS J., WARWICK R., WEBB N., WEST R., WORRALL D. & YUAN W., **2008**. *The XMM-Newton Serendipitous Survey. VI. The Second XMM-Newton Serendipitous Source Catalogue*. ArXiv e-prints, vol. 807
- WEBB N.A. & BARRET D., **2005**. *Faint X-ray sources in globular clusters in the XMM-Newton and Chandra era*. Dans *The Astrophysics of Cataclysmic Variables and Related Objects*, édité par HAMEURY J.M. & LASOTA J.P., vol. 330 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 41
- WEBB N.A. & BARRET D., **2007**. *Constraining the Equation of State of Supranuclear Dense Matter from XMM-Newton Observations of Neutron Stars in Globular Clusters*. ApJ, vol. 671, p. 727
- WEBB N.A., GENDRE B. & BARRET D., **2002a**. *First XMM-Newton observations of the globular cluster M 22*. A&A, vol. 381, p. 481
- WEBB N.A., NAYLOR T., IOANNOU Z., WORRAKER W.J., STULL J., ALLAN A., FRIED R., JAMES N.D. & STRANGE D., **1999**. *A spatially resolved 'inside-out' outburst of IP Pegasi*. MNRAS, vol. 310, p. 407
- WEBB N.A., NAYLOR T. & JEFFRIES R.D., **2002b**. *Spectroscopic Evidence for Starspots on the Secondary Star of SS Cygni*. ApJ, vol. 568, p. L45
- WEBB N.A., SERRE D., GENDRE B., BARRET D., LASOTA J.P. & RIZZI L., **2004**. *X-ray sources and their optical counterparts in the globular cluster M 22*. A&A, vol. 424, p. 133
- WEBB N.A., WHEATLEY P.J. & BARRET D., **2006**. *XMM-Newton X-ray and optical observations of the globular clusters M 55 and NGC 3201*. A&A, vol. 445, p. 155
- WEBER F., NEGREIROS R., ROSENFELD P. & TORRES I CUADRAT A., **2007**. *Neutron star interiors and the equation of state of ultra-dense matter*. Dans *Quark Confinement and the Hadron Spectrum VII*, édité par RIBEIRO J.E.F.T., BRAMBILLA N., VAIRO A., MAUNG K. & PROSPERI G.M., vol. 892 de *American Institute of Physics Conference Series*, 515–517
- WEIDEMANN V. & KOESTER D., **1983**. *The upper mass limit for white dwarf progenitors and the initial-final mass relation for low and intermediate mass stars*. A&A, vol. 121, p. 77
- WEISSKOPF M.C., TANANBAUM H.D., VAN SPEYBROECK L.P. & O'DELL S.L., **2000**. *Chandra X-ray Observatory (CXO) : overview*. Dans *Proc. SPIE Vol. 4012, p. 2-16, X-Ray Optics, Instruments, and Missions III*, Joachim E. Truemper ; Bernd Aschenbach ; Eds., édité par TRUEMPER J.E. & ASCHENBACH B., vol. 4012 de *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 2–16

- WELLS D.C., GREISEN E.W. & HARTEN R.H., **1981**. *FITS - a Flexible Image Transport System*. A&AS, vol. 44, p. 363
- WHEATLEY P.J., MAUCHE C.W. & MATTEI J.A., **2003**. *The X-ray and extreme-ultraviolet flux evolution of SS Cygni throughout outburst*. MNRAS, vol. 345, p. 49
- WHEATLEY P.J. & WEST R.G., **2003**. *The X-ray eclipse of OY Car resolved with XMM-Newton : X-ray emission from the polar regions of the white dwarf*. MNRAS, vol. 345, p. 1009
- WICKRAMASINGHE D.T. & WU K., **1994**. *A New Evolutionary Model for Am-Herculis Binaries*. MNRAS, vol. 266, p. L1+
- WIJNANDS R. & VAN DER KLIS M., **1998**. *A millisecond pulsar in an X-ray binary system*. Nature, vol. 394, p. 344
- WOLTER H., **1971**. *Telephoto lenses for X-ray telescopes and neutron cameras*. Zeitschrift fur Angewandte Physik, vol. 31, p. 152
- XMM-NEWTON SOC TEAM, **2007**. *XMM-Newton Users' Handbook v2.5*.  
[http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm\\_user\\_support/documentation/uhb\\_2.5/XMM\\_UHB.pdf](http://xmm.vilspa.esa.es/external/xmm_user_support/documentation/uhb_2.5/XMM_UHB.pdf)
- YANG Y., MUSHOTZKY R.F., BARGER A.J., COWIE L.L., SANDERS D.B. & STEFFEN A.T., **2003**. *Imaging Large-Scale Structure in the X-Ray Sky*. ApJ, vol. 585, p. L85
- ZAVLIN V.E., PAVLOV G.G. & SHIBANOV Y.A., **1996**. *Model neutron star atmospheres with low magnetic fields. I. Atmospheres in radiative equilibrium*. A&A, vol. 315, p. 141

**ABSTRACT :**

I present a comprehensive study of the faint X ray sources of three Galactic globular clusters (NGC 2808, NGC 4372 and M 22) in order to understand their dynamical evolution. XMM-Newton and Chandra observations are presented and analysed. They are strengthened by optical, ultraviolet, infrared and radio observations in order to identify the X-ray sources associated with these globular clusters.

X-ray observations lead to the detection of 16 sources in NGC 2808 and 18 sources in M 22. These sources are mainly close binaries. This significant population of close binaries is likely to play an important role in slowing down the core collapse of these clusters.

One quiescent neutron star low-mass X-ray binary was detected in NGC 2808, and there is no evidence for such an object in M 22 and NGC 4372. These results are in agreement with the relationship already observed showing that the number of these objects is correlated with the stellar encounter rate in the core of globular clusters. It is therefore likely that these binaries are formed dynamically.

A possible lack of X-ray sources detected in NGC 2808, compared to the number of X-ray sources expected through dynamical production, indicates that the encounter rate is not the only parameter to play a role in the formation of the X-ray sources. The observations presented in this thesis show that the cluster metallicity could play a role in the production of close binaries, and thus could influence the number of X-ray sources observed in globular clusters.

X-ray observations of NGC 2808 confirm the deficit of cataclysmic variable outbursts already observed in globular clusters. Using X-ray to ultraviolet ratios, and optical spectroscopic observations, we suggest different approaches to tackle this issue, and try to determine whether it is because of moderate magnetic fields and low mass transfer, or increased white dwarf masses. Our uncertainties are still too large to be conclusive, but future, deeper observations should allow us to constrain the nature of these sources.

Other central energy sources have also been proposed in the literature to explain core collapse delay in globular clusters, such as the presence of an intermediate mass black hole. The observations presented in this thesis allow us to derive a mass limit of several hundreds of solar masses, if such an object is present in NGC 2808.

---

---

**AUTEUR :** Mathieu SERVILLAT

**TITRE :** Identification multi-longueurs d'onde des sources X faibles des amas globulaires

**DISCIPLINE OU SPÉCIALITÉ :** Astrophysique

**DIRECTRICE DE THÈSE :** Natalie Webb, astronome adjoint au CESR

**DATE ET LIEU DE SOUTENANCE :** 28 novembre 2008, CESR, Toulouse

---

**RÉSUMÉ :**

Cette thèse a permis d'étudier en détails les sources X faibles de trois amas globulaires galactiques (NGC 2808, NGC 4372 et M 22) afin de mieux comprendre leur évolution dynamique. Des observations X effectuées avec XMM-Newton et Chandra sont présentées et analysées. Elles sont complétées par des observations dans le visible, l'ultraviolet, l'infrarouge et le domaine radio dans le but d'identifier les sources X liées à ces amas globulaires.

Les observations X ont permis de détecter 16 sources liées à NGC 2808 et 18 sources liées à M 22. Ces sources sont principalement des binaires serrées. Cette population élevée de binaires aurait un rôle important à jouer dans le ralentissement de l'effondrement gravitationnel du cœur de ces amas globulaires.

Une binaire X de faible masse en quiescence contenant une étoile à neutrons a été détectée dans NGC 2808 et les observations indiquent qu'aucune source de ce type n'est présente dans M 22 et NGC 4372. Ces résultats sont en accord avec la corrélation déjà observée entre le nombre de ces objets et le taux de collisions d'étoiles dans le cœur des amas globulaires et confortent la théorie de la formation dynamique pour ces binaires.

Un déficit possible de sources X détectées dans NGC 2808, par rapport aux sources X attendues par formation dynamique, semble indiquer que le taux de collisions n'est pas le seul paramètre intervenant dans la production de toutes les sources X. Les observations présentées dans cette thèse indiquent que la métallicité de l'amas pourrait avoir une influence sur le nombre de sources X observées dans les amas globulaires.

Les observations X de NGC 2808 sont en accord avec un déficit d'éruptions de variables cataclysmiques déjà observé dans les amas globulaires. À partir des rapports X/ultraviolet et d'observations spectroscopiques, nous proposons différentes approches afin de résoudre ce problème. Celles-ci consistent à déterminer si les variables cataclysmiques des amas globulaires sont en majorité magnétiques, si elles ont un taux d'accrétion faible, ou si elles contiennent des naines blanches de masse plus élevée. Les incertitudes sont encore trop importantes pour conclure, mais des observations futures plus profondes doivent nous permettre de contraindre la nature de ces sources.

Enfin, d'autres sources d'énergie centrales ont été proposées pour retarder l'effondrement de cœur des amas globulaires, comme la présence d'un trou noir de masse intermédiaire. Les observations que je présente dans cette thèse permettent d'apporter une limite supérieure de quelques centaines de masses solaires, si un tel objet se trouvait dans NGC 2808.

---

**MOTS-CLÉS :** Astrophysique, X, XMM-Newton, Chandra, Amas globulaire, Étoile, Binaire, Étoile à neutrons, Naine blanche, Variable cataclysmique, Binaire active, Pulsar milliseconde

---

**LABORATOIRE :**

Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements  
UMR 5187, Observatoire Midi-Pyrénées, CNRS / Université Toulouse III – Paul Sabatier  
9 avenue du Colonel Roche  
BP 44346  
31028 Toulouse Cedex 4

---

Mathieu SERVILLAT

Identification multi-longueurs d'onde des sources X faibles des amas globulaires

2008